Berlin Coll... Library
Office - Peters
JUN 30 1925

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.30, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Bücher sendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 10. Ausgegeben am 5. Juni 1925. No. 686. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Lenz, Zur Kenntnis der Elektronenleitung in Kristallen.

J. Sahánek, Theorie der Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen mittels Elektronenröhren.

H. Greinacher, Die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.

G. Kirsch, Über den Nachweis retrograder *H*-Partikeln aus zertrümmerten Atomen.

G. Joos, Gesetzmäßigkeiten in der Hyperfeinstruktur von Spektrallinien.

Th. Wulf, Über die Geigersche Spitzenkammer.

Besprechungen:

I. Wilip, Experimentelle Studien über die Bestimmung von Isothermen und kritischen Konstanten.

C. F. Gauß' Werke XI 2, Abt. I: A. Galle, Über die geodätischen Arbeiten von Gauß.

H. Lorenz, Lehrbuch der Technischen Physik. I. Teil.

Personalien. Angebote.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Spindler & Hoyer
G. m. b. H.
Mechanische und Optische Werkstätten
Göttingen 3.

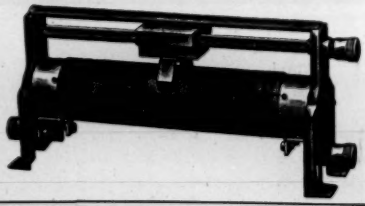
Demonstrationsapparate zur Hydrodynamik
nach Prof. R. Pohl

Stromlinienapparat
wie Abbildung

Schleppversuch-Apparat

Preislisten kostenlos

PHYWE **-Gleitwiderstände**



Absolut zuverlässig
Denkbar einfach — Unerreicht billig
Verlangen Sie Liste PZW.

Physikalische Werkstätten A.-G.
Göttingen

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1924

sind vorrätig und können zum Preise von G.-M. 4.— durch jede Buchhandlung oder direkt vom Verlag **S. Hirzel** in **Leipzig,** Königstraße 2 bezogen werden.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 10. 15. Mai 1925. Redaktionsschluß für No. 12 am 5. Juni 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Lenz, Zur Kenntnis der Elektronenleitung in Kristallen. S. 365.

J. Sahánek, Theorie der Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen mittels Elektronenröhren. S. 368.

H. Greinacher, Die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. S. 376.

G. Kirsch, Über den Nachweis retrograder *H*-Partikeln aus zertrümmerten Atomen. S. 379.

G. Joos, Gesetzmäßigkeiten in der Hyperfeinstruktur von Spektrallinien. S. 380.

Th. Wulf, Über die Geigersche Spitzenkammer. S. 382.

Besprechungen:

I. Wilip, Experimentelle Studien über die Bestimmung von Isothermen und kritischen Konstanten. S. 391.

C. F. Gauß' Werke XI 2, Abt. I. S. 392.

H. Lorenz, Lehrbuch der Technischen Physik. I. Band, 1. Teil, 2. Auflage. S. 392.

Personalien. S. 392.

Angebote. S. 392.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Kenntnis der Elektronenleitung in Kristallen.

Von Herbert Lenz.

Es soll kurz über zwei Versuche berichtet werden, die im Rahmen einer Arbeit, über lichtelektrische Leitung in Kristallen unter Leitung von Herrn Geheimrat Wien gemacht wurde.

1. Aus den Arbeiten von den Herren Gudden und Pohl in Göttingen ist bekannt, daß lichtelektrisch im Innern von Kristallen durch Bestrahlung ausgelöste Elektronen von einer an den im Dunkeln isolierenden Kristall angelegten Spannung weggeführt werden können.

Diese Elektronen wandern auch durch dunkle Teile des Kristalles hindurch. Herr Lenard wies darauf hin, daß die Frage der Elektronenleitung im Kristall zu einem Problem des Hineinbringens von freien Elektronen in den Kristall wird. Auf Anregung von Herrn Privatdozent Dr. Rüchardt in München wurde der Versuch gemacht Kathodenstrahlen im Vakuum in einem Kristall, an dem Spannung liegt, hineinzuschießen.

Versuchsanordnung: Eine einfache Kathodenröhre mit seitlicher Anode wurde durch Kapsel-, Vollmer- und Diffusionspumpe evakuiert. Zur Druckregulierung war sie durch eine Kapillare mit einem Zwischenvakuum verbunden. Wenn größere Intensitäten nötig waren, wurde mit einer Glühkathodenröhre gearbeitet. Betrieben wurde die Röhre mit einer 16plattigen Influenzmaschine oder einem Induktorium. Die Kathodenstrahlen durchliefen einen metallischen, geerdeten Zylinder und traten in den Kanal eines metallischen Messingblockes ein, der besonders geerdet war und trafen dann auf eine etwa 2 mm dicke Kristallplatte, die außen auf den Messingblock aufgekittet war und das Rohr nach außen abschloß. Zwei geerdete Metallzylinder, Wasserwiderstände vor der Influenzmaschine und Aufstellung derselben hinter einem großen geerdeten Metallschirm erwiesen sich als nötig, um störende Schwingungen von den Zuleitungen zu dem empfindlichen Galvanometer fernzuhalten. Die Kathodenstrahlen würden aber den Kristall, der ja isoliert, im Augenblick auf die Spannung der Röhre aufladen; denn im günstigsten Falle wird ein verschwindend kleiner Bruchteil derselben eindringen und eine Leitung hervorrufen. Der bei vorliegender Anordnung auf den Kristall treffende Kathodenstrahlstrom wurde einmal gesondert gemessen und von der Größenordnung 10^{-5} Ampère gefunden, also 10000 mal größer als lichtelektrische Ströme in Kristallen beobachtet werden. Durch die Aufladung entsteht also eine hohe Spannung am Kristall, die weit über der kritischen Grenze des einsetzenden Dunkelstromes liegt und durch Gitterstörung einen starken elektrolytischen Strom erzeugt, der alle Messungen unmöglich macht und den Kristall zerstört. Deshalb wurde die Seite des Kristalls, auf die die Kathodenstrahlen aufprallen, durch Kathodenzerstäubung schwach versilbert und zwar so, daß der Zinkblendekristall noch vollkommen durchsichtig war und im auffallenden Lichte einen Spiegel zeigte. Der Silberbelag stellt einen guten Kontakt mit dem durchlochten Messingblock her und leitet die überschüssigen Elektronen zur Erde ab. Nur die Elektronen, die vermöge ihrer Geschwindigkeit den dünnen Silberspiegel durchschlagen, können in den Kristall wirklich eindringen und als freie Elektronen umherirren. Der Belag mußte öfter erneuert werden, da die aufprallenden Elektronen nach kurzer Zeit alles Silber

restlos verdampften und der Kristall dann wieder isolierte. Leider kann die Dicke des Silberbelages nicht exakt definiert werden. Auf die Außenseite des Kristalls war als Elektrode ein Stanniolstück gegenüber dem Kanal aufgeklebt, von dem eine sorgfältig in Metallrohre gelegte Leitung über ein empfindliches Galvanometer zu dem einen Ende einer Hochspannungsbatterie führte, die am anderen Ende geerdet war. Damit war der Stromkreis hergestellt: Der Messingblock als die eine geerdete Elektrode, Kristall, Stanniolelektrode, Galvanometer, Batterie, Erde.

Folgende Vorversuche wurden gemacht:

1. Der Kristall isolierte ohne Kathodenstrahl vollkommen.
2. Bei Bestrahlung mit einer Nernstlampe von außen zeigte er einen lichtelektrischen stationären Primärstrom von etwa 3×10^{-9} Ampère.
3. Führte man die Leitung von der äußeren Elektrode über das Galvanometer direkt zur Erde, also ohne Spannung an den Kristall zu legen und beschoß nun die Kathodenstrahlen, so zeigte sich im Galvanometer kein Ausschlag.

Damit ist bewiesen, daß reine Versuchsbedingungen vorliegen, und daß Störungen nicht mehr möglich sein können. Nun wurden bei einer anliegenden Spannung von etwa 1000 Volt am Kristall Kathodenstrahlen von etwa 10000 Volt Geschwindigkeit darauf geschickt. Der erwartete Effekt trat deutlich ein, als ein Strom von der Größe $3 - 30 \times 10^{-10}$ Ampère, je nach Dicke des Silberbelages. Bei zu starker Bestäubung blieb der Effekt aus, wie zu erwarten war. Es war dabei ganz gleich, ob man außen an den Kristall das positive oder negative Ende der Batterie anlegte. Mit anderen Worten: Die einmal in den Kristall eingedrungenen freien Elektronen werden von der angelegten Spannung je nach dem Vorzeichen in der Richtung oder entgegen der Richtung der auftreffenden Kathodenstrahlen fortgeführt. Die Abhängigkeit dieses Effektes von der Kristalldicke, Größe der Spannung und der Röhrenspannung hätte noch untersucht werden können. Davon wurde vorläufig Abstand genommen mangels einer lohnenden theoretischen Verwertungsmöglichkeit der Ergebnisse. Daß der neue Effekt wirklich dem lichtelektrischen Primärstrom entspricht, ist zwar wahrscheinlich, könnte aber erst behauptet werden, wenn es gelänge einen Halleffekt derselben Größe zu finden, wie ich ihn beim Lichtstrom gemessen habe[1]).

1) Lenz, Über den Halleffekt des lichtelektrischen Primärstromes bei isolierenden Kristallen. Diese Zeitschrift **25**, 435–439, 1924.

Es wird aber technisch sehr schwierig sein mit Kathodenstrahlen in starken magnetischen Feldern von vielen tausend Gauß einwandfrei zu arbeiten.

Im Anschluß daran wurden dieselben Versuche mit Kanalstrahlen gemacht. Daß Elektronen die Oberfläche des Kristalls durchschlagen und eindringen, erschien erklärlich. Kanalstrahlteilchen müssen infolge ihrer Größe von der Silberschicht zurückgehalten und ihre Ladung abgeleitet werden. Merkwürdigerweise trat trotzdem ein Effekt auf, wenn auch schwächer als bei der Beschießung mit Kathodenstrahlen. Ob zur Erklärung des Effektes etwa durch Aufprall der Kanalstrahlteilchen entstehende Sekundärelektronen herangezogen werden können, kann erst durch besondere Versuche entschieden werden. Das Verhältnis von Kathoden- zum Kanalstrahleffekt scheint beim Induktor ein anderes zu sein als bei der Influenzmaschine. Das liegt daran, daß der Induktor nicht gleichrichtet, und also keine reinen Kanalstrahlen, sondern Kanal- und Kathodenstrahlen in jeder Richtung sendet.

Dieselben Versuche hätten am Diamanten ausgeführt werden müssen, was aber wegen der leicht möglichen Trübung derselben durch Kathodenstrahlen vorläufig unterblieb, bis reichliches Versuchsmaterial zur Verfügung stehen wird.

Dagegen wurde an Quarz untersucht, ob etwa auch lichtelektrisch nichtempfindliche Stoffe den Effekt zeigen, ob also die Isolatoren nur darum keinen elektrischen Strom leiten, weil die angelegte Spannung keine freien Elektronen in das Gitter hineindrücken kann. Es konnte nicht der geringste Effekt nachgewiesen werden. Auf weitere Aufklärung dieser interessanten Fragen mußte vorläufig verzichtet werden.

Wegen der Undefiniertheit der Dicke des Silberspiegels ist es schwer den neuen Effekt als Funktion der Stromstärke und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zu untersuchen. Diesbezügliche Versuche wurden mit einer Glühkathodenröhre ausgeführt. Der Effekt setzte bei etwa 5000 Volt meßbar ein und stieg mit der Spannung stark an. Bei 20000 Volt Geschwindigkeit waren starke Ströme der Größenordnung 10^{-8} Ampère wie beim gewöhnlichen lichtelektrischen Effekt vorhanden.

Es folgt hier eine Skizze der Versuchsanordnung und eine Übersicht der Ergebnisse.

Fig. 1.

Tabelle.

Kristall		Kristall	
Strahlen →	+ — 1400 Volt	Strahlen →	— + 1400 Volt
↓ Erde	Ströme in	↓	10^{-10} Amp. Erde

1. Influenzmaschine.

	Kathoden-strahlen	Kanal-strahlen	Kathoden-strahlen	Kanal-strahlen
Ohne Spannung	0	0	0	0
Mit Spannung	30	6	24	6

2. Induktor.

Ohne Spannung	0	0	0	0
Mit Spannung	8	12	8	6

2. Bei Versuchen über die Temperaturabhängigkeit des Halleffektes mußte festgestellt werden, daß der lichtelektrische Primärstrom bei der Temperatur der flüssigen Luft (−191°) bei Zinkblende vollkommen, beim Diamanten bis auf einen Bruchteil verschwand. Deshalb erschien es nötig, erst einmal die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit zu untersuchen. Der Kristall wurde zwischen zwei auf Hartgummi isolierte Messingelektroden gesetzt und entweder direkt in die flüssige Luft getaucht oder für höhere Temperaturen mit einem doppelwandigen Ölthermostaten erwärmt. Die Temperaturmessung geschah mittels Thermoelement und soweit als möglich durch Thermometer. Daß die flüssige Luft etwa nicht das wirksame Licht absorbiert, wurde dadurch nachgewiesen, daß in den Strahlengang ein Dewargefäß mit flüssiger Luft gebracht wurde, bei dem ein Teil des Silberbelages ausgespart war. Wie zu erwarten war, wurde der Strom dabei nicht erheblich geschwächt. Es empfahl sich, dazu nicht die immer noch unreine Münchner Luft, sondern die reine Luft des oberbayerischen Hochlandes zu verwenden, die ich der Liebenswürdigkeit des Herrn Geheimrat Linde verdanke.

Es standen ein Diamant und mehrere *ZnS*-Kristalle zur Verfügung. Mit steigender Temperatur stieg der lichtelektrische Strom bei konstanter Beleuchtung und Spannung linear an. Von 82° bis etwa 135° absolute Temperatur war der Strom beim Diamanten von der Temperatur unabhängig. Bei *ZnS* verschwand der Strom vollkommen bei einer Temperatur, die von Kristall zu Kristall etwas verschieden war, im Bereich zwischen 125—145° absolut. Da bei tiefen Temperaturen der störende elektrolytische Dunkelstrom wegbleibt, konnten hohe Spannungen angelegt werden, ohne den Kristall zu gefährden. Auch bei 20000 Volt/cm verschwand der Strom bei der Zinkblende. Die beiden Kurven geben die Abhängigkeit des Stromes von der Temperatur für Zinkblende und Diamant an.

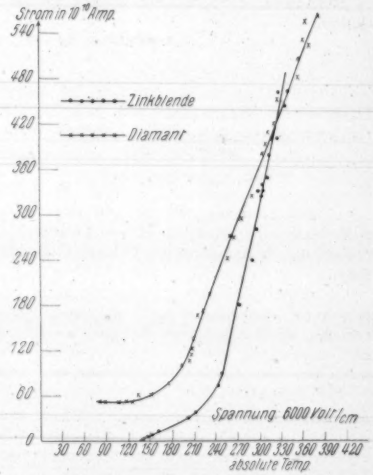


Fig. 2.

Damit ist einwandfrei erwiesen, daß der sogenannte lichtelektrische Strom nicht durch Beleuchtung allein entsteht, sondern auch eine thermische Anregung erfordert. Man sollte ihn thermo-lichtelektrischen Strom nennen. Im Gegensatz zu der gewöhnlichen metallischen Leitfähigkeit, die ja mit abnehmender Temperatur bis zur Supraleitfähigkeit hin enorm zunimmt, liegt hier ein Elektronenstrom vor, der mit sinkender Temperatur abnimmt, sogar verschwindet. An eine theoretische Deutung dieses Verhaltens konnte bisher nicht gedacht werden.

Um die Bedingungen für den Durchgang der Elektronen durch Kristalle näher zu untersuchen, wurde noch folgender Versuch ausgeführt.

Der Kristall wurde teilweise mit einem undurchlässigen Schirm bedeckt, so daß das Licht nur auf einen Teil der Kristallplatte fällt, die Elektronen also durch einen unbelichteten Teil hindurchgehen müssen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Gudden und Pohl wurde beobachtet, daß die Elektronen auch den unbelichteten Kristall zu durchdringen vermögen.

Die Richtung des Spannungsgefälles zeigte jedoch, daß in dem unbelichteten Teil kein erheblich höheres Spannungsgefälle herrscht als in dem belichteten. Es ist eine wesentlich größere elektrische Kraft erforderlich, um die Elektronen durch den unbelichteten Teil des Kristalls zu treiben.

München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 7. Mai 1925.)

Theorie der Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen mittels Elektronenröhren.

Von Josef Sahánek.

1. Zur Erregung von elektromagnetischen, in der Radiotelegraphie gebrauchten Oszillationen benutzt man Strombahnen mit fallender Charakteristik.

In neuerer Zeit sind mehrere Methoden zur Erzeugung von sehr hohen Frequenzen aufgekommen, deren Erklärung sich bisher noch nicht ganz befriedigend erweist. Es sind dies folgende Methoden: die Barkhausen-Kurzsche[1]), die R. Whiddingtonsche[2]), die G. Breitsche[3]), die Methode A. Žaček[4]) und die von Gill und Morrell[5]). Diesen Methoden schließen sich Erklärungen an, die entweder von den Autoren direkt herstammen, oder von Forschern, die sie bereits angewendet haben. Die Mehrzahl dieser Darstellungen berücksichtigt einerseits nicht sämtliche wichtige Seiten des in der Vakuumröhre sich abspielenden Vorgangs, anderseits fällt bei denselben die theoretische Auffassung desselben Vorgangs folgerichtig zu eng aus. In dieser Weise ist die Mehrzahl der Theorien sichtlich bestrebt, nur die Abhängigkeit der Frequenz der Oszillationen von den Faktoren der Röhre zu präzisieren, setzt aber keineswegs die Bedingungen der Möglichkeit der Oszillationen fest. Das Ziel dieser Arbeit ist:

Eine für die Berechnung günstige, einigen von den oben zitierten Methoden verwandte Theorie zu entwickeln, die den Vorgang in der Röhre erfaßt, und zwar unter einfachen Voraussetzungen, deren Einfluß auf die Folgerungen der Theorie hin zu prüfen man mit aller möglichen Präzision imstande wäre. Ferner: Diese Theorie durch eine experimentelle Prüfung der sich aus ihr ergebenden Folgerungen zu bestätigen und die Möglichkeit ihrer Anwendung auf andere Methoden zu erweisen.

2. Man hat folgende Anordnung erwogen (Fig. 1). An eine Dreielektrodenröhre — Kathode

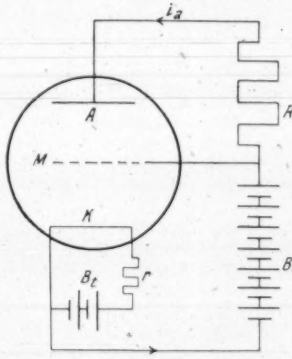


Fig. 1.

(Heizfaden) K, Gitter G, Anode A — ist außer der Heizbatterie eine Gitterbatterie angeschlossen, durch welche das Gitter mit dem negativen Ende der Kathode verbunden ist und das Gitter auf Potential V_G gehalten wird. Das Gitter ist mittels des veränderlichen Widerstands R mit der Anode verbunden. Erhitzt man die Kathode (zwischen den Enden der Heizfaden besteht hierbei der Spannungsunterschied V_t) und schaltet man die Gitterbatterie ein, so erhält die Ladung, welche die glühende Kathode aussendet, im Raum KM eine gewisse durch V_G bestimmte kinetische Energie. Ein großer Teil der Ladung geht mit dieser Energie in den Raum MA hinüber. Beim Widerstand $R = 0$ fällt diese Ladung (i_a in einer Sek.) auf A ein, wo sich alle diese Energie in Wärme umsetzt. Im Falle $R > 0$ muß im Widerstand ein Strom der Intensität i_a und die elektromotorische Kraft $V_R = R \cdot i_a$ entstehen, die um diesen Betrag das Potential A gegenüber M herabdrückt. Die Ladung fällt nunmehr mit einer kleineren Geschwindigkeit ein und die dadurch gewonnene Energie wird im Widerstand R verbraucht. Die Stromintensität vom Wert i_a bliebe unverändert bis zu der für R durch die Gleichung $V_G - V_t = R \cdot i_a$ gegebenen

1) H. Barkhausen u. K. Kurz, Die kürzesten, mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen. Diese Zeitschr. **21**, 1—6, 1920.

2) R. Whiddington, The self-oscillations of a thermionic Valve. Proc. Cambr. Phil. Soc. **19**, 346, 1920.

3) G. Breit, A singular case of electron tube oscillations. Phys. Rev. **23**, 300, 1924.

4) A. Žáček, Nová metoda k vytvorení netlumených oscilací. (Une methode pour la génération des oscillations entretenues.) Čas. mat. a fys. **53**, 378, 1924.

5) E. W. B. Gill a. J. H. Morrell, Short Electric Waves obtained by the use of secondary Emission. Phil. Mag. **49**, 369, 1925.

Grenze. In Wirklichkeit entsteht, wie bekannt, auch noch eine sekundäre Elektronenemission auf der Anode, so daß der Verlauf der Intensität demjenigen im Dynatron analog wird. In Fig. 2

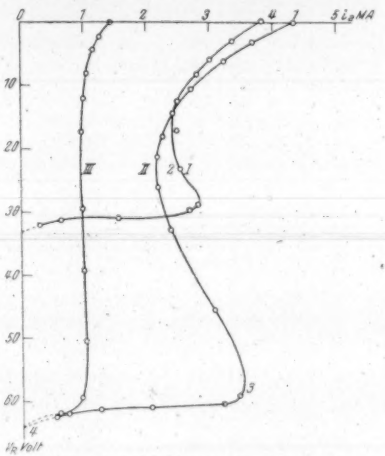


Fig. 2.

I. Schrack *SV* 7, $V_G = 32{,}5$ Volt, $V_f = 4$ Volt;
II. Schrack *SV* 7, $V_G = 64{,}4$ Volt, $V_f = 4$ Volt;
III. Telefunken *EVE* 172, $V_G = 64{,}4$ Volt, $V_f = 4$ Volt.

ist der experimentell festgestellte Verlauf der Intensitätsabhängigkeit des Stromes zwischen MA und die Spannung $V_R = Ri_a'$ innerhalb der Röhre eingezeichnet. Gill und Morrell[1]) benutzten zur Erregung sehr schneller Oszillationen die Partie zwischen Punkt 2—3, die fallend erscheint. (Die Potentialdifferenz V_R wurde dort nicht wie hier mittels des Widerstands R, sondern mit Hilfe einer Batterie gewonnen.)

Hier kommt im weiteren die Partie zwischen 3—4 in Betracht, die aber steigend ist.

Unter der Voraussetzung, daß das Potentialgefälle entlang K ein lineares ist (der Heizfaden glüht bei konstanter Stärke seiner ganzen Länge entlang gleichmäßig), entsendet K aus jedem Element innerhalb desselben Zeitraums eine gleich große Ladung heraus. I. Voraussetzung.

Für $V_R = R \cdot i_a' > V_G - V_f$ ist der Einfall der Ladung auf A nur von demjenigen Teile K aus möglich, wo $V_f < V_G - V_R$ ist. Also:

$$i_a' = (V_G - V_R) \cdot \frac{i_a}{V_f} = \frac{V_G}{R \cdot i_a + V_f} \cdot i_a. \quad (1)$$

1) l. c.

Die an den Raum MA in der Zeit dt abgegebene Energie ist:

$$dE_0 = i_a (V_G - \tfrac{1}{2} V_f) \cdot dt. \quad (2)$$

Nun denke man sich, daß in einer Serie mit Widerstand R eine Quelle der wechselnden elektromotorischen Kraft mit der Periode τ eingeschaltet ist, so daß zwischen MA die elektromotorische Kraft:

$$E = V_R + E_0 \sin \frac{2\pi}{\tau} t$$

wirkt. Setzen wir E_0 in Gegensatz zu V_R als gering voraus, so daß man den Einfluß der veränderlichen elektromotorischen Kraft auf die Bewegung der Ladung vernachlässigen kann. II. Voraussetzung.

Parallel mit dem Widerstand R denke man sich eine Kapazität von geeigneter Größe. Der periodische Teil der Intensität geht dann durch diese Kapazität, ohne daß hierdurch ersichtliche Energieverluste in R veranlaßt werden. Den Energieverbrauch im Kreise $MARM$ kann man in drei Teile zerlegen:

a) im Widerstand R;
b) beim Einfall der Ladung auf A;
c) die durch die zurückgehende Ladung verbrauchte Energie.

a) Im Widerstand R wird in der Zeit dt verbraucht:

$$dE_R = i_a' \cdot V_R \cdot dt = \frac{V_G - V_R}{V_f} \cdot V_R \cdot i_a dt. \quad (3)$$

b) Beim Einfall der Ladung auf die Anode:

$$dE_A = i_a' \cdot \frac{V_G - E}{2} dt = \frac{i_a}{2 V_f} (V_G - E)^2 \cdot dt,$$

denn die auf A einfallende Ladung rührt von derjenigen Partie K her, wo $0 \leq V_f \leq V_G - E$. Mit Rücksicht auf die Voraussetzung I kann man sich die Ladung durch eine gleich große ersetzt denken, die der kinetischen Energie $\frac{V_G - E}{2}$ auf die Einheit im Augenblicke des Einfalls zukommt. Wenn wir es ausschreiben, so ist:

$$dE_A = \frac{i_a}{2 V_f} \left[(V_G - V_R)^2 + E_0^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\tau} t - \right. \\ \left. - 2 E_0 (V_G - V_R) \sin \frac{2\pi}{\tau} t \right] dt. \quad (4)$$

c) Die in der Zeit dt von der zurückgehenden Ladung verbrauchte Energie bestimmt man folgendermaßen: Nehmen wir an, das Gitter und die Anode seien konzentrische Zylinder. K kann innerhalb M eine beliebige Lage einnehmen, wenn nur die Voraussetzung I besteht.

Denkt man sich nun die zurückgehende Ladung sei in jedem Augenblick ersetzt, und zwar durch eine gleich große, die Richtung ihrer Bewegung auf dem Zylinder von einem und demselben Halbmesser rückwendende Ladung, dann wird dieser Halbmesser (unter Voraussetzung II) gleich:

$$\varrho_0 = e^{\ln \varrho_A - \frac{V_0}{V_K} \ln \frac{\varrho_A}{\varrho_M}}, \qquad (5)$$

wo $V_0 = {}^1/_2 (V_K - V_G + V_t)$; ϱ_A, ϱ_M die Halbmesser A und M darstellen.

Die Zeit ϑ_ϱ, während der die Ladung die Strecke von ϱ_0 bis ϱ_M durchläuft, ist durch das Integral festgesetzt

$$\vartheta_\varrho = -\frac{1}{k} \int_{\varrho_0}^{\varrho} \frac{d\varrho}{\sqrt{\ln \frac{\varrho_0}{\varrho}}}, \quad k^2 = \frac{2e}{m} \cdot \frac{V_K}{\ln \frac{\varrho_A}{\varrho_M}},$$

dieses geht durch Substitution $x = \sqrt{\ln \frac{\varrho_0}{\varrho}}$ in das Integral über:

$$\vartheta_\varrho = \frac{2\varrho_0}{k} \int_0^{\sqrt{\ln \frac{\varrho_0}{\varrho}}} e^{-x^2} \cdot dx. \qquad (6)$$

Entwickelt man dieses in eine Potenzreihe und beschränkt man sich auf die ersten drei Glieder, so ist:

$$\vartheta_\varrho = \frac{2\varrho_0}{k} \sqrt{\ln \frac{\varrho_0}{\varrho}} \left[1 - \frac{1}{1!\,3} \ln \frac{\varrho_0}{\varrho} + \frac{1}{2!\,5} \left(\ln \frac{\varrho_0}{\varrho} \right)^2 - \frac{1}{3!\,7} \left(\ln \frac{\varrho_0}{\varrho} \right)^3 \right]. \qquad (6')$$

Bezeichnet man mit G den Gradienten des elektrischen Feldes im Punkte ϱ und wählt man $d\varrho$ so klein, daß die Ladungsschichte im Zwischenraum der Zylinder (ϱ) und $(\varrho + d\varrho)$ überall gleichmäßig ist, so ist die durch die in diesem Raum sich in der Richtung zum Gitter bewegende Ladung in der Zeit dt verbrauchte Energie gleich

$$dE_\varrho^* = [dM_{\varrho + d\varrho} + {}^1/_2 dm_\varrho] G \cdot d\varrho \cdot dt,$$

wobei $dM_{\varrho + d\varrho}$ diejenige Ladung darstellt, welche in der Zeit dt durch die Fläche $(\varrho + d\varrho)$ hindurchgegangen ist, und dm_ϱ diejenige Ladung, die im Raum zwischen (ϱ) und $(\varrho + d\varrho)$ in derselben Zeit zugenommen hat. Einsetzen der Werte für $dM_{\varrho + d\varrho}$ und dm_ϱ ergibt dann:

$$dE_\varrho^* = \frac{i_a}{V_t} \left[V^* + E_0 \sin \frac{2\pi}{\tau} (t - \vartheta_\varrho) \right] G \cdot d\varrho \cdot dt,$$

wo $V^* = V_K - V_G + V_t$.

Durch Einsetzen für

$$G = -\frac{E}{\ln \frac{\varrho_A}{\varrho_M}} \cdot \frac{1}{\varrho}$$

und durch Integration nach ϱ bekommt man für die gesamte in der Zeit dt, im Raume AM verbrauchte Energie:

$$dE^* = \left| \frac{i_a}{2V_t} V^* (V_K + V_G - V_t) + \frac{i_a}{2V_t} \cdot \frac{E_0}{V_K} V^* (V_K + V_G - V_t) \sin \frac{2\pi}{\tau} t + \frac{E E_0}{\ln \frac{\varrho_A}{\varrho_M}} \cdot \frac{i_a}{V_t} J \right| dt. \qquad (7)$$

Dabei ist:

$$J = -\int_{\varrho_0}^{\varrho_M} \frac{1}{\varrho} \sin \frac{2\pi}{\tau} (t - \vartheta_\varrho)\, d\varrho. \qquad (8)$$

Setzt man $\ln \frac{\varrho_0}{\varrho} = x^2$ und entwickelt man $\sin \frac{2\pi}{\tau} (t - \vartheta_\varrho)$, so zerfällt J in zwei Integrale (wenn wir den Ausdruck vor dem Integrationszeichen außer acht lassen):

$$J_1 = \int_0^{\sqrt{\frac{\varrho_0}{\varrho_M}}} x \cdot \cos \frac{2\pi}{\tau} \vartheta_x \cdot dx,$$

$$J_2 = \int_0^{\sqrt{\cdots}} x \cdot \sin \frac{2\pi}{\tau} \vartheta_x \cdot dx,$$

wo $\vartheta_x = \frac{2\varrho_0}{k} [x - {}^1/_3 x^3 + {}^1/_{10} x^5 - {}^1/_{41} x^7]$.

Die inverse Funktion zu ϑ_x kann man dann ausdrücken wie folgt:

$$x = \frac{k}{2\varrho_0} \vartheta_x + \frac{1}{3} \left(\frac{k}{2\varrho_0} \right)^3 \vartheta_x^3 + \frac{7}{30} \left(\frac{k}{2\varrho_0} \right)^5 \vartheta_x^5 + \frac{1}{5} \left(\frac{k}{2\varrho_0} \right)^7 \vartheta_x^7. \qquad (9)$$

Durch Einsetzen der Werte für x und dx in J_1 und J_2 gehen diese über in Summen von Integralen von der Form $J_{1n} = \int y^n \cdot \cos(y) \cdot dy$ und $J_{2n} = \int y^n \cdot \sin(y) \cdot dy$, deren Integration zu folgenden Reihen führte:

$$J_{1n} = \frac{n!}{(n-1)!}\, y^{n+1} \cdot \cos y + \frac{n!}{(n-2)!}\, y^{n+2} \cdot \sin y - \frac{n!}{(n-3)!}\, y^{n+3} \cdot \cos y - \cdots$$

$$J_{2n} = \frac{n!}{(n-1)!}\, y^{n+1} \cdot \sin y - \frac{n!}{(n-2)!}\, y^{n+2} \cdot \cos y - \frac{n!}{(n-3)!}\, y^{n+3} \cdot \sin y + \cdots$$

Setzt man:

$$A = \left(\frac{k\vartheta}{2\varrho_0}\right)^2 = \left[\int_0^x e^{-x^3} \cdot dx\right]^2, \qquad x = \sqrt{\frac{V_R + V_G - V_t}{2V_R}} \ln \frac{\varrho_A}{\varrho_M}$$

und addiert man die Koeffizienten der ersten Glieder J_{1n} bzw. J_{2n}, dann der zweiten, der dritten usw.:

$$\begin{aligned}
\mathfrak{A} &= \tfrac{1}{2}A + \tfrac{1}{9}A^2 + \tfrac{13}{45}A^3 + \tfrac{5}{18}A^4 + \tfrac{17}{180}A^5 + \tfrac{7}{150}A^6 + \tfrac{1}{50}A^7 \\
\mathfrak{B} &= \tfrac{1}{3}A + \tfrac{1}{10}A^2 + \tfrac{13}{315}A^3 + \tfrac{5}{162}A^4 + \tfrac{17}{1980}A^5 + \tfrac{7}{1950}A^6 + \tfrac{1}{75}A^7 \\
\mathfrak{C} &= \tfrac{1}{4}A + \tfrac{1}{90}A^2 + \tfrac{13}{2250}A^3 + \tfrac{1}{720}A^4 + \tfrac{17}{23760}A^5 + \tfrac{1}{3900}A^6 + \tfrac{1}{12500}A^7 \\
\mathfrak{E} &= \tfrac{1}{5}A + \tfrac{1}{630}A^2 + \tfrac{13}{22680}A^3 + \tfrac{2}{7227}A^4 + \cdots \\
\mathfrak{G} &= \tfrac{1}{6}A + \tfrac{1}{5000}A^2 + \cdots \\
\mathfrak{H} &= \tfrac{1}{7}A + \cdots
\end{aligned}$$

so bekommt man für die Integrale J_1 und J_2 die Ausdrücke:

$$J_1 = \mathfrak{A}\cos\frac{2\pi}{\tau}\vartheta + \frac{2\pi}{\tau}\vartheta\mathfrak{B}\sin\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \left(\frac{2\pi}{\tau}\vartheta\right)^2 \mathfrak{C}\cos\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \cdots$$

$$J_2 = \mathfrak{A}\sin\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \frac{2\pi}{\tau}\vartheta\mathfrak{B}\cos\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \left(\frac{2\pi}{\tau}\vartheta\right)^2 \mathfrak{C}\sin\frac{2\pi}{\tau}\vartheta + \cdots$$

worin ϑ den Zeitraum darstellt, während dessen die Ladung die Strecke $\varrho_0 - \varrho_M$ zurücklegt.

Durch Einsetzen dieser Ausdrücke in die Gleichung (8) und von daher in (7) und durch Trennung des ganzen Ausdrucks in den periodischen und nichtperiodischen Teil, bekommt man die Summe sämtlicher nichtperiodischen Teile der verbrauchten Energien:

$$\Sigma dE = \frac{i_a}{2V_t}\left[2(V_G - V_R)\cdot V_R + (V_G - V_R)^2 + V^*(V_R + V_G - V_t)\right]dt = (V_G - \tfrac{1}{2}V_t)\cdot i_a dt = dE_0.$$

Die Summe von nichtperiodischen Teilen der verbrauchten Energien kommt der gelieferten Energie gleich.

Die Summe von periodischen Teilen der verbrauchten Energien ist:

$$dE_\sim = \left\{ \frac{i_a}{V_t} E_0^2 \left[1 + \frac{4}{\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M}}\left(\mathfrak{A}\cos\frac{2\pi}{\tau}\vartheta + \frac{2\pi}{\tau}\vartheta\mathfrak{B}\sin\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \left(\frac{2\pi}{\tau}\vartheta\right)^2\mathfrak{C}\cos\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \cdots\right)\right]\sin^2\frac{2\pi}{\tau}t - \frac{i_a}{2V_t}\left[\frac{(2E_0)^2}{\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M}}\Omega\sin\frac{2\pi}{\tau}t\cdot\cos\frac{2\pi}{\tau}t - E_0\psi\sin\frac{2\pi}{\tau}t + \frac{4E_0V_R}{\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M}}\chi\cos\frac{2\pi}{\tau}t\right]\right\} dt.$$

Soll die Röhre in der oben angeführten Anordnung die Fähigkeit von Oszillationserregung besitzen, muß sie der Bedingung:

$$\int_0^t dE_\sim < 0 \qquad (10)$$

genügen.

Bezeichnet man

$$\Theta = \mathfrak{A}\cos\frac{2\pi}{\tau}\vartheta + \left(\frac{2\pi}{\tau}\vartheta\right)\mathfrak{B}\sin\frac{2\pi}{\tau}\vartheta - \cdots,$$

so gelangt man durch die Integration (10) zu der Bedingung:

$$\Theta < -\tfrac{1}{4}\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M} \qquad (11)$$

Tabelle I zeigt den Verlauf Θ für die Fälle

$$V_G + V_R - V_t/2V_R = 0{,}99$$

und für $\frac{\varrho_A}{\varrho_M} = 1{,}25 \quad 2{,}0 \quad 2{,}5 \quad 3{,}0 \quad 5{,}0$, und zwar für:

$$\vartheta \leq \tau \leq 4\vartheta.$$

Tabelle I.

ϱ_A/ϱ_M	1,25	2,0	2,5	3,0	5,0
$\ln \frac{\varrho_A}{\varrho_M}$	0,223	0,693	0,916	1,099	1,609
A_k	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
	0,1837	0,4564	0,5407	0,5803	0,6727
τ	Θ_1	Θ_2	Θ_3	Θ_4	Θ_5
ϑ	+ 0,01	+ 0,01	+ 0,01	+ 0,10	+ 0,16
$\frac{1}{2}\vartheta$	− 0,02	− 0,16	− 0,23	− 0,28	− 0,37
2ϑ	− 0,03	− 0,17	− 0,21	− 0,30	− 0,40
3ϑ	+ 0,01	+ 0,03	+ 0,03	+ 0,03	+ 0,03
4ϑ	+ 0,03	+ 0,14	+ 0,18	+ 0,20	+ 0,26
$-\frac{1}{4}\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M}$	− 0,045	− 0,173	− 0,23	− 0,27	− 0,40

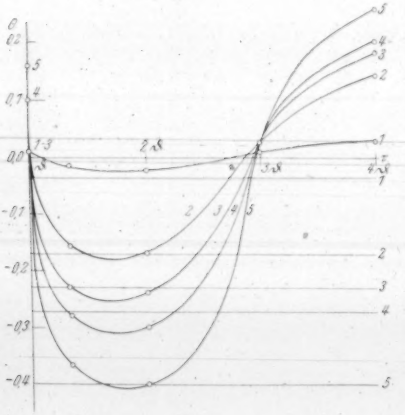


Fig. 3.

Fig. 3 enthält die graphische Darstellung zur Tabelle I, wobei in Entfernungen $-\frac{1}{4}\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M}$ Parallelen mit der Achse τ gezogen sind, die aus den entsprechenden Kurven für Θ Bereiche herausschneiden, innerhalb deren die Bedingung (11) erfüllt ist.

Weil sich der Ausdruck $V_G + V_E - V_t \sim 2V_E$ praktisch immerhin dem angewendeten Werte nähert und auch die Dimensionen der Elektroden in dem oben angeführten Bereich dem Quotienten $\frac{\varrho_A}{\varrho_M}$ entsprechen, kommt den hier gewonnenen Resultaten eine viel allgemeinere Bedeutung zu. Als Resultat unserer Theorie bekommen wir aus Fig. 3 diese Folgerungen:

A. Zur Erregung von Oszillationen in der angenommenen Schaltung kann man Röhren mit zylindrischen Elektroden benutzen, sofern sich das Verhältnis der Gitter- und Anodenhalbmesser in den Grenzen:

$$2{,}0 < \varrho_A/\varrho_M < 5{,}0 \qquad (12)$$

bewegt.

B. Bei vorheriger Erfüllung der Bedingung (11) kann man ein Frequenzenbereich herausfinden, in dem die ursprünglich steigende Charakteristik in eine fallende invertiert. Zur Oszillationserregung genügt das Herstellen einer Verbindung zwischen Gitter und Anode durch einen geeignet dimensionierten Oszillationskreis, dessen Eigenfrequenz in dem angeführten Bereich liegt. Die Frequenz der so entstehenden Oszillationen wird durch die Dimensionen dieses Kreises bestimmt.

C. Die Oszillationsenergie ist durch diesen Ausdruck wiedergegeben:

$$\eta = -\frac{i_a}{\ln \varrho_A/\varrho_M} \cdot \frac{E_0^2}{V_t}\left(\frac{1}{4}\ln\frac{\varrho_A}{\varrho_M} + \Theta\right). \qquad (13)$$

D. Ist das Gitter zur Anode exzentrisch, so kann man beide in Elementarstreifen teilen, und zwar durch senkrecht zur Achse der Elektroden gestellte Ebenen. Von Streifen zu Streifen ändert sich die Zeit ϑ und folglich rücken auch die Kurven Θ mit und somit auch die Bereiche der zulässigen Frequenzen, insofern sie einzelnen Streifen entsprechen. Es liegt nun die Möglichkeit klar, hier einen bestimmt begrenzten für die Oszillationserzeugung geeigneten Bereich von Frequenzen abermals feststellen zu können, wofern nur die Exzentrizität des Gitters und der Anode eine bestimmte Grenze nicht übersteigt.

E. Die Exzentrizität des Heizfadens beschränkt den Entstehungsbereich der Oszillationen nicht, insofern praktisch die Voraussetzung I gegeben ist.

F. Entstehen in dem zwischen Gitter und Anode eingeschalteten Oszillationskreis Schwingungen mit der Periode τ, so tritt in den Raum Gitter—Kathode eine Ladung ein, deren Quantum sich periodisch (mit Periode τ) ändert. Die von der Ladung mitgeführte Energie wird in diesem Raume frei. Der Zeitverlauf dieses Freiwerdens hängt offenbar von dem Zeitraum ab, innerhalb dessen die Ladung die Strecke Gitter—Kathode zurücklegt. Schließt man an den erwähnten Raum (d. h. zwischen Gitter und Kathode) einen zweiten Oszillationskreis an, so läßt sich erwarten, daß darin Oszillationen mit

Periode τ erzwungen werden, die aber im Vergleich zu den Oszillationen im Kreis Gitter—Anode allgemein eine Phasenverschiebung aufweisen müssen. Diese Phasenverschiebung läßt am allerleichtesten eine Abänderung zu, indem man die Periode τ ändert, allerdings, soweit es die Bedingung (11) gestattet. Daraus ersieht man, daß man durch Änderung von τ entweder die wechselseitige Unterstützung der beiden Oszillationskreise oder ihre gegenseitige Schwächung erreichen kann. Der günstigste Fall entsteht offenbar, wenn beide Kreise auf eine und dieselbe Periode τ gestimmt sein werden, die man derart wählen muß, daß sich die Oszillationen in Phase befinden.

3. Unsere weitere Aufgabe ist, die oben angeführten Folgerungen dieser Theorie auf experimentellem Weg zu prüfen.

Man hat hierbei überall Empfangsröhren benutzt, und zwar:

Telefunken *EVE* 173	(4)	$\varrho_A = 0{,}4$ cm,	$\varrho_M = 0{,}2$ cm,	$\varrho_A/\varrho_M = 2$
Huth *LE* 213	(1)	$\varrho_A = 0{,}3$ cm,	$\varrho_M = 0{,}15$ cm,	$\varrho_A/\varrho_M = 2$
Huth *RE* 180	(1)	-Plattenelektroden		
Schrack *SV* 7	(14)	$\varrho_A = 0{,}42$ cm,	$\varrho_M = 0{,}15$ cm,	$\varrho_A/\varrho_M = 2{,}5$

Die Zahlen in Klammern führen die Anzahl der dem Autor zur Verfügung stehenden Röhren an.

Als Heizintensität wurde die für eine Röhre vorgeschriebene benutzt, meistens $i_f = 0{,}500$ Amp. Die Gitterbatterie lieferte regelmäßig eine Spannung $V_G = 64$ Volt. Als Widerstand zwischen Gitter und Anode R diente ein Präzisions-Kurbelrheostat H.-B. bis 111110 Ohm. Im Kreis wurde ein zum Innehalten eines bestimmten Punktes der Charakteristik dienendes Milliamperemeter eingeschaltet. Die Oszillationskreise wurden durch Elektroden, durch Elektrodenleitungen (nicht durch Zuleitungen zur Röhre) und durch zwei kleine veränderliche Luftkondensatoren gebildet. Das Schema der Kondensatoren siehe Fig. 4. Dabei bezeichnet:

- L Elekronenröhre,
- $a_M a_K$ Antennen von veränderlicher Länge, die entweder an Gitter und Anode, oder an Gitter und Kathode anschließen,
- E Hartgummischeiben,
- W Hartgummi in Form eines „W" als Träger der Platten der Kondensatoren,
- m Schraubenmutter, die die Schrauben mit

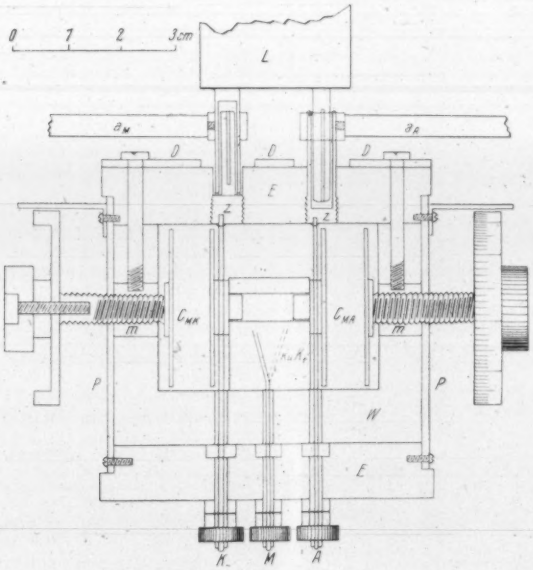


Fig. 4.

Tabelle II.

C_{MA} Entfernung der Platten in mm	I. $a_M = a_K = 25$ cm λ	II. $a_M = a_K = 20$ cm λ	III. $a_M = a_K = 15$ cm λ	I. α_1 Skt	II. α_2 Skt	III. α_3 Skt
8.00	90.6	—	90.4	35	—	30
7.00	91.0	—	90.8	65	—	35
5.00	91.8	—	91.4	103	—	55
4.00	—	92.2	—	—	100	—
3.00	93.2	93.0	93.0	245	310	170
2.00	94.4	94.4	95.0	507	1125	535
1.50	96.4	96.4	96.4	**1305**	2160	955
1.00	99.6	99.8	99.8	664	**2810**	**980**
0.50	104.0	104.0	103.6	1102	450	260
0.20	111.4	110.6	111.4	**2295**	115	100
0.10	112.8	112.8	—	1035	105	—

einem Paar Kondensatorplatten führt (beide zum Gitter gehörig),

P Zylindermantel, durch *m* mit dem Gitter in Verbindung stehend,

D eine den Kondensator von oben abschließende kreisförmige Platte, ebenfalls an *M* angeschlossen,

z Steckdose für Normalelektrodenzuleitungen.

Zum Nachweis der Oszillationen, zum Messen der Wellenlänge und Feststellen der Oszillationsintensität[1]) wurde ein Lechersches Drahtsystem verwendet. Dieses wurde auf eine 250 cm lange Holzbank ausgespannt. Der Holzbank entlang schob sich vom Standpunkt des Beobachters aus ein kreisförmiges durch einen vertikalen Schnitt zerschnittenes Plattenbrückchen. An diesem war ein Kristalldetektor angeschlossen, der mit einem Galvanometer in Verbindung stand. Als Galvanometer wurde je nach Bedürfnis, bald ein Zeigergalvanometer (Empfindlichkeit 10^{-6} Amp./Skt.) oder ein Spiegelgalvanometer mit Empfindlichkeit 10^{-9} Amp./mm gewählt.

Das Resultat der Versuche war folgendes:

A. Das Aufsuchen des Oszillationsbereiches bei den Schrackschen Röhren machte keine besonderen Schwierigkeiten. Bei allen 14 Röhren erreichte man Oszillationen. Dagegen blieben alle Versuche, den besagten Telefunken- und Huthröhren Oszillationen aufzuzwingen, erfolglos.

Der Versuch bestätigt, daß man zur Oszillationserzeugung nur diejenigen Röhren benutzen kann, die der Bedingung (12) genügen.

Aber die Möglichkeit ist nicht ausgeschlossen, auch über den durch Bedingung (12) begrenzten Bereich hinaus oder wenigstens in allernächster Nähe von ihm Oszillationen hervorzurufen, wenn nur die Röhre einen stärkeren Heizstrom zuließe. In den Erwägungen hat man nämlich den Einfluß der Raumladung außer acht gelassen. In Wirklichkeit ist die Dichte derselben in der Nähe der Anode größer, wobei sie in der Richtung dem Gitter zu abnimmt, was eine Deformation des Feldes zur Folge hat, durch welche Deformation die Röhre eventuell in den in Bedingung (12) abgesteckten Bereich versetzt werden kann.

B. Die Antennen wurden (bei der Schrackschen Röhre) an den Kreis

MK $a_M = a_K = 25$ cm, 20 cm, 15 cm

angeschlossen. Die Kapazität C_{MK} wurde während des Versuchs nicht geändert. Der Heizstrom wurde konstant auf $i_t = 0{,}500$ Amp. erhalten. $V_G = 67{,}0$ Volt, $i_a = 1{,}305$ MA, $R = 5 \cdot 10^4$ Ohm, daher $V_R = 65{,}2$ Volt. Die Kapazität C_{MA} wurde geändert und an dem Lechersystem wurde die entsprechende Wellenlänge und Oszillationsintensität abgemessen. Resultate der Messung bietet Tabelle II.

Es existiert wirklich unter den gegebenen bestimmten Werten V_G, i_t, V_R ein gewisser Wellenbereich, wobei die Wellenlänge eine Funktion der Dimensionen des Oszillationskreises $MC_{MA}A$ darstellt, er hängt aber von den Dimensionen des Kreises $MC_{MK}K$ keineswegs ab.

Den Veränderungen C_{MA} entspricht die Wellenlänge von $\lambda = 90$ cm bis $\lambda = 113$ cm, dagegen wird durch die Veränderung der Antennenlänge a_M, a_K und somit des Oszillationskreises $MC_{MK}K$ die Wellenlänge innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler nicht tangiert.

C. Auch betreffs der Oszillationsintensität weist Tabelle III die zu erwartende Übereinstimmung aus.

Unabhängig von den Konstanten des Kathodenkreises gelangt man bei Ände-

1) Siehe z. B.: A. Scheibe, Erzeugung von sehr kleinen Wellen mit Glühkathodenröhren. Ann. d. Phys. **73**, 54—88, 1924.

rung des Kreises AM zum Maximum der Oszillationsintensität bei einer bestimmten Welle. Von dieser Welle nimmt in beiderseitiger Richtung die Intensität ab — ein unserer Folgerung (13) entsprechender Umstand. Die Konstanten des Kathodenkreises haben in diesem Falle entscheidenden Einfluß auf die absolute Größe der Intensität von Oszillationen. So erfordert er im Falle I das zweite Maximum bei $\lambda = 111$ cm, im Falle II ermöglicht er die ausgiebigste Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Energie.

D. Einige von den Schrackschen Röhren zeigten eine offensichtliche Exzentrizität zwischen Gitter und Anode und doch war es möglich, mit ihnen Oszillationen zu erzeugen.

E. Die Exzentrizität des Heizfadens, die sich entweder in der Ablenkung der Richtung des Fadens gegenüber der Achse des Zylinders M zeigte, oder in der bisweilen ganz beträchtlichen Ausweichung von der Achse bestand, die beinahe das Gitter erreichte, hatte auch keinen wahrnehmbaren Einfluß auf die Fähigkeit, Oszillationen zu erzeugen.

F. Die Antennen wurden an den Kreis $MC_{MA}A$ (a_M, a_A) angeschlossen und mit dem Kondensator C_{MA} auf das Maximum der Oszillationen eingestellt. Dann hatte man die Möglichkeit einer weiteren Steigerung der Intensität durch geeignete Änderung der Kapazität C_{MK}.

Die experimentelle Prüfung der Folgerungen unserer Theorie führt also zu ganz befriedigenden Resultaten.

4. Zum Schlusse will ich noch einige Fälle anführen, wo die Anwendung der hier dargestellten Theorie möglich ist. Es ist vor allem die eingangs erwähnte Methode G. Breit[1]). Diese ist eigentlich identisch mit der hier beschriebenen, nimmt man nur zu dieser einen Widerstand R als sehr groß an, so daß er dem Widerstand der nicht angeschlossenen Anode dem Gitter gegenüber entspricht. In diesem Falle entdeckte der erwähnte Autor das Entstehen von Oszillationen. Meine Theorie setzt nämlich weder den Punkt der Charakteristik, in dem man arbeiten soll, voraus, noch diktiert sie einen solchen.

Eine zweite derartige auch eingangs erwähnte Methode stammt von A. Žáček[2]) her. Dieser gewann kurze Wellen, indem er das Kenetron in Verbindung für Magnetron benutzte, und zwar für einen Bereich, wo die Stromintensität mit wachsendem, der Achse der Zylinderelektrode parallel laufendem magnetischen Felde sinkt. Erwägt man nun einen bestimmten Punkt der Charakteristik dieser Anordnung, so ist es ersichtlich, daß hier die Charakteristik auch eine steigende ist, und zwar, sofern sich die Anodenspannung in verhältnismäßig geringen Grenzen ändert, schwankt die Intensität des Anodenstroms zwischen Null und Maximalwert. Der Steigerung der Spannung entspricht gleichfalls die Steigerung der Intensität und umgekehrt. Der Vorgang ist prinzipiell derselbe wie in dem hier erwogenen Fall. Dieser Umstand wird am meisten klar aus dem Vergleich der beiden Vorgänge. Hier wandert die Ladung von konstanter Intensität in der Richtung der Anode zu, wobei ihr eine außenstehende Quelle die Energie zuführt. Ein Teil der Ladung fällt auf die Anode ein, der Rest kehrt zurück, wobei sich ihre kinetische Energie in eine elektromagnetische zurückverwandelt. Tritt nebst der Quelle der konstanten elektromotorischen Kraft auch noch eine periodische elektromotorische Kraft in Wirkung, so wird ein größeres Quantum von Energie beim Einfall verbraucht, sowie bei der hier theoretisch erwogenen Methode. Die rückgehende Ladung gibt ein größeres oder kleineres Quantum von Energie ab, als bei einer konstanten Quelle der elektromotorischen Kraft, je nachdem, ob man solche Bedingungen erfüllt, welche unseren Bedingungen (11) und (12) analog sind. Es erübrigt nur die Voraussetzung, daß die Deformation des Feldes durch den Einfluß der Raumladung im Falle einer Oszillationsentstehung einen solchen Charakter annimmt, daß die Bedingung (12) erfüllt ist. Das hat zu bedeuten, daß Oszillationen hier nicht in einem beliebigen Punkte der Charakteristik möglich sind, sondern erst von dem bestimmten Punkte ab, wann unter Einfluß des magnetischen Feldes soviel Ladung zurückströmt, daß die Bedingung (12) erfüllt ist. Daß dem so ist, entnehme ich dem Sinn der Worte des Autors der Methode, der schreibt: „... bei Erreichung des kritischen magnetischen Feldes sinkt der Anodenstrom stark zurück und zugleich entstehen Oszillationen im System ...“ Auch konnte, wie es klar liegt, durch Steigerung des Emissionsstromes die Oszillationsentstehung beschleunigt werden.

Die Methode Barkhausen-Kurz[1]) weist derartige Analogien mit der hier beschriebenen auf, daß sich der Vorgang in der Röhre in beiden Fällen zweifellos nur unwesentlich voneinander unterscheidet. Der Verfasser erzielte

1) l. c.
2) l. c.

1) l. c.

leicht Oszillationen bei den Schrackschen Röhren in der der Methode Barkhausen-Kurz entsprechenden Schaltung, unter Benutzung des oben beschriebenen doppelten Kondensators (Fig. 4). Die Eigenschaften der Oszillationen zeigten sich denjenigen der bei der hier beschriebenen Methode gefundenen ganz analog. Ein Resultat war besonders interessant. Man hielt die Anode dem negativen Kathodenende entgegen auf -2 Volt fest, desgleichen den Heizstrom dauernd auf $i_f = 0{,}500$ Amp. und man ging von $V_G = 32$ Volt aus. Nun konnte man die Oszillationen bei sinkenden V_G mittels Änderung von Kapazitäten C_{M1}, C_{M2} bis $V_G = 6{,}0$ Volt verfolgen. Dabei benutzte man zuerst das Zeigergalvanometer, und nachträglich von $V_G = 8$ Volt herab das Spiegelgalvanometer. Das Resultat ergab sich wie folgt:

V_G Volt	λ cm	n Skt
32	97,0	25
28	97,5	20
16	—	12
8	99,0	710 mm
6,5	103	40 „

Die Schwierigkeit der Erklärung der Oszillationsentstehung bei der Methode B.K. liegt darin, ihr Anwachsen aus unendlich kleiner Amplitude bis zum stationären Zustand zu erklären. Autor ist der Meinung, die Erklärung wäre auf dem hier beschriebenen Wege durchzuführen, wenn man die Voraussetzung II verließe. Die hier erwähnten Methoden unterscheiden sich oft von den anderen darin, daß es hier keine angeschlossenen Oszillationskreise gibt. Das ist dadurch erklärlich, daß man in den behandelten Fällen Röhren mit größeren Elektroden benutzt hat, als die bei den Empfangsröhren angewendeten sind, so daß die Frequenzen infolge des Anschlusses äußerer Kapazitäten des gebildeten Oszillationskreises größer als die bei unserer Bedingung (11) zugelassenen sind. Oszillationen entstehen, wie ersichtlich, nur dann, wenn in der Röhre ein geeignetes Oszillationssystem entstehen kann. Bei Vakuumröhren von kleineren Dimensionen erscheint bereits bei anderen Autoren[1]) der Einfluß von Zuleitungen bzw. äußeren angeschlossenen Systemen.

Diese Arbeit ist ein ausführlicherer Auszug aus einer Abhandlung des Autors: „Výklad vzniku krátkých elektromagnetických vln v elektronových lampách". (Erklärung des Entstehens von kurzen elektromagnetischen Wellen in den Elektronenröhren.) Spisy přírodověd. fak. Masarykovy univ. v Brně č. 51. 6. I. 1925. (Abhandlungen naturwissensch. Fak. Masaryk-Univ. Brno. Tschechoslowakei, No. 51, 1925.)

(Eingegangen 29. März 1925.)

1) z. B. Gill u. Morell, Short Electric Waves obtained by Valves. Phil. Mag. (6) **44**. 161—178, 1922.

Die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.

Von H. Greinacher.

Wie A. Lambertz kürzlich[1]) berichtete, läßt sich der Photoeffekt an einer Glimmlampe in folgender Weise demonstrieren: Man legt an die Lampe eine Gleichspannung an, die etwas unterhalb der Zündspannung liegt. Wird die Lampe mit Bogenlicht bestrahlt, so leuchtet sie bei Anlegung dieser Spannung auf. Dabei wurde der merkwürdige Umstand hervorgehoben, daß das Experiment nicht gehe, wenn zuerst die Spannung angelegt und dann bestrahlt wird. Eine Erklärung dieses Verhaltens wurde nicht gegeben. Indessen wurde bemerkt, daß die Spannung beliebig kurze Zeit nach der Bestrahlung angelegt werden konnte.

Ich vermutete daher, daß das Experiment sich besser mit Wechselstrom ausführen lassen müsse. Da zwischen zwei Spannungsspitzen sich hier automatisch spannungslose Momente einschalten, so mußte das Experiment auch mit nachträglicher Bestrahlung ausführbar sein. Es wurde eine ältere Osram-Glimmlampe (im folgenden mit Nr. 1 bezeichnet) mittels einer Potentiometerschaltung an eine Wechselspannung (40 Perioden) von solchem Betrage angeschlossen, daß sie gerade nicht mehr aufleuchtete. Nun wurde sie mit dem kondensierten Licht einer Zeiß-Bogenlampe bestrahlt. Sofort leuchtete sie auf, und nach Abblendung des Bogenlichtes löschte sie wieder aus. Nun sollte geprüft werden, ob das von Herrn Lambertz beobachtete Verhalten auch an dieser Lampe auftritt. Zu dem Zwecke wurde eine entsprechende Gleichspannung angelegt. In der Tat leuchtete die bestrahlte Lampe bei Anlegung einer unterhalb der Zündspannung liegenden Spannung auf. Es zeigte sich aber, daß das Experiment auch ebensogut ging, wenn erst die Spannung angelegt und dann das Licht eingeschaltet wurde.

Um die Verhältnisse besser beurteilen zu können, habe ich einige weitere Versuche an verschiedenen Glimmlampen ausgeführt, und möchte ich diese hier in Kürze mitteilen. Benützt wurden die Lampen

1) A. Lambertz, Diese Zeitschr. **26**, 254, 1925.

Nr. 1 Osram, Elektroden: Kappe und Ring, für Spannung 125 Volt; Lampe älteren Datums, Elektroden matt.

Nr. 2 Osram, gleiche Konstruktion, neu, Elektroden glänzend.

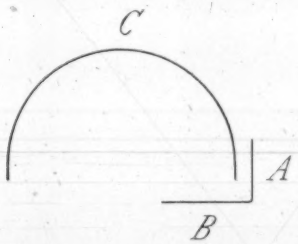
Nr. 3 Osram, Elektroden: zwei ineinandergreifende Drahtspiralen, Spannung: 125 Volt.

Nr. 4 Pintsch, Elektroden: Kappe und Draht; für Spannung 210 Volt (Gleichstrom).

Nr. 5 Pintsch, große Gleichrichterglimmröhre für Spannung 110 Volt und Ladestrom von 1/5 Ampere. Elektroden: zwei koaxiale Zylinder.

Nr. 6 Pintsch-Glimmlichtsicherung, kleine Steckpatrone, Spannung ca. 100 Volt.

Lampe Nr. 4. Diese Röhre entsprach der von Herrn Lambertz benützten. Wurde eine zunehmende Gleichspannung angelegt (*C* der Figur: Anode), so trat zunächst an der Stelle *A*



des Drahtes eine schwache diffuse Leuchterscheinung auf, und erst dann sprang die Entladung in die reguläre, *A* und *B* bedeckende, gut begrenzte Glimmentladung um. Die Spannung wurde so reguliert (ca. 200 Volt), daß im Dunkeln beim Anlegen gerade keine Leuchterscheinung mehr einsetzte. Jetzt wurde mit Bogenlicht bestrahlt. Bei Anlegen der Spannung trat nun die Entladung ein. Diese blieb bestehen, wenn das Licht abgeblendet wurde. Der Effekt war aber auch bei dieser Lampe derselbe, wenn man erst die Spannung anlegte und dann bestrahlte. Im übrigen konnte die Beobachtung des Herrn Lambertz bestätigt werden, daß der Effekt auch bei Einschaltung eines Blaufilters gelingt, während langwelligeres Licht unwirksam ist. Indessen war es nicht notwendig, die drahtförmige Kathode direkt zu bestrahlen. Wurde die dem Draht diametral gegenüberliegende Seite der Kappe bestrahlt, so genügte bereits das diffuse, an den Draht gelangende Licht zur Auslösung der Entladung. Schließlich wurde noch ein Versuch mit kommutierter Spannung (Draht: Anode) ausgeführt. Eine Einwirkung des Lichtes war jetzt nicht zu erkennen.

Legte man an die Lampe Wechselstrom (40 Perioden) an, so setzte bei Belichtung gleich normale Glimmentladung an *AB* an. Die Entladung blieb auch hier bei Wiederverdunklung bestehen. Das Experiment konnte daher, wie bei Gleichstrom, immer erst nach kurzer Unterbrechung der Stromzuleitung zur Lampe wiederholt werden. Das Anlegen und Abnehmen der Spannung geschah übrigens stets durch einen der Lampe direkt vorgeschalteten Stromschlüssel. Ein weiterer Stromschlüssel lag dann in der Potentiometerzuleitung.

Lampe Nr. 1. Die Lichtwirkung trat bei Gleichspannung prompt ein, und zwar sowohl wenn die Kappe als wenn der Ring zur Kathode gemacht wurde. Nur mußte das Licht auf die negative Elektrode, insbesondere den der Anode gegenüberliegenden Rand auffallen. Die Lampe ist so empfindlich, daß schon das blaue Licht eines auf ein Dezimeter herangebrachten Bunsenbrenners die Entladung auslöst. Bei schwacher Belichtung tritt indessen die Entladung häufig nicht sofort ein. Nach Aufhören der Bestrahlung glimmt dann die Lampe weiter. Wird hingegen Wechselstrom etwas unterhalb der Zündspannung genommen, so brennt die Lampe nur so lange, als belichtet wird. Dabei bedeckt sich die Kappe mit Glimmlicht. Der Versuch geht auch bei beleuchtetem Zimmer.

Nr. 1 und 4 verhielten sich also insofern verschieden, als 1 im Dunkeln von selbst wieder auslöschte, 4 aber nicht. Die Erklärung war im folgenden zu suchen. Bei 1 verschwindet die Ionisierung während zweier aufeinanderfolgender Spannungsimpulse in so vollkommenem Maße, daß die Zündspannung ihren normalen Wert annimmt. Nun ist aber die Wechselspannung so gewählt, daß die Scheitelspannung nicht zur normalen Zündung ausreicht. Erst der durch die Belichtung einsetzende Photoeffekt setzt die Zündspannung unter die Scheitelspannung herab. Daher ein Wiederaufleuchten erst bei neuerlicher Belichtung. Bei 4 erlischt die Ionisierung nur unvollkommen, so daß bei Ankommen der Scheitelspannung noch eine gewisse Vorionisierung vorhanden ist, was einer Herabsetzung der Zündspannung entspricht. D. h. die Lampe brennt im Dunkeln weiter.

Diese Anschauung ließ sich auf folgende Weise bestätigen. Der Versuch an Lampe 1 wurde mit Wechselstrom höherer Frequenz wiederholt. Es mußte sich schließlich das Intervall zwischen den aufeinanderfolgenden Spannungsimpulsen soweit herabsetzen lassen, daß auch hier noch eine merkliche Vorionisierung übrigblieb. M. a. W. die Lampe mußte bei ge-

gender Wechselstromfrequenz auch im Dunkeln weiterleuchten, wie Nr. 4. Die Wechselspannung wurde mit Hilfe eines Elektronenröhrengenerators hergestellt. Die induktive Kopplung zwischen Schwingungskreis und Gitter wählte man so, daß die Spannung an der Glimmlampe gerade unterhalb der Zündspannung lag. Wurde die Lampe jetzt seitlich mit Bogenlicht bestrahlt, so setzte die Glimmentladung ein. Diese blieb, wie erwartet, im Dunkeln bestehen. Die Wechselstromfrequenz war von der Größenordnung $n = 10^5$. Sie wurde absichtlich nicht zu hoch gewählt, da in diesem Fall kleine Kapazitätsänderungen die Verhältnisse leicht stören.

Bemerkenswert war der Umstand, daß bei höherer Frequenz die Entladung im Innern der Kappe eintrat, während sie bei 40 Perioden stets außen ansetzte. Dementsprechend war bei höherer Frequenz die Belichtung der äußeren Kappe unwirksam. Es mußte das Licht schon den Kappenrand treffen, bzw. die Innenfläche bestrahlen.

Erwähnt sei noch, daß Lampe Nr. 1 gelegentlich auch bei 40-periodischem Wechselstrom nach der Belichtung weiterleuchtete, sofern die angelegte Spannung sehr nahe an der Zündspannung lag. Die Vorionisierung war dann bei jeder neu ankommenden Scheitelspannung noch hinreichend. Diese muß also einen um so größeren Wert haben, je weiter die angelegte Spannung von der Zündspannung entfernt ist. Demgemäß muß auch die zur Zündung ausreichende Belichtung um so intensiver sein, je tiefer die angelegte Spannung unter der Zündspannung liegt. Dies ließ sich leicht nachweisen. Indessen darf die verwendete Spannung nicht beliebig weit unter der Zündspannung liegen. Sie muß so hoch sein, daß die einmal zustande gekommene Entladung sich selbständig aufrecht erhalten kann. Legt man Gleichspannung von der Höhe der Zündspannung an, so daß die Entladung einsetzt, so kann man mit der Spannung bis zu einem gewissen Wert zurückgehen, bei dem die Entladung aussetzt. Zwischen dieser „Löschspannung" und der Zündspannung muß die Versuchsspannung gelegen sein. Ist dieses Intervall groß, dann ist die Lampe für die Demonstration des Photoeffektes geeignet.

Lampe Nr. 2. Mit mehreren Exemplaren dieser Art wurden Versuche gemacht. Bei allen konnte der Photoeffekt konstatiert werden, aber nicht in der gleich vollkommenen Weise wie mit Nr. 1. Die angelegte Spannung mußte feiner abgeglichen sein, was bei den Spannungsschwankungen des Wechselstromnetzes sich unbequem bemerkbar machte, indem fortwährend nachreguliert werden mußte. Dann mußte die Bestrahlungsrichtung sorgfältiger gewählt werden. Da die Entladung zumeist im Innern der Kappe ansetzte, so mußte mit Vorteil auch das Innere der Elektrode belichtet werden. Überhaupt erwies es sich allgemein als notwendig, denjenigen Teil der Elektroden zu belichten, wo die Entladung ansetzte.

Da bei Nr. 2 die Spannung sehr nahe am Zündpotential gewählt werden mußte, so brannten die Lampen nach der Lichtzündung im Dunkeln weiter.

Lampe Nr. 3. An die Spirallampe wurde Gleichspannung angelegt. Bei genügend feiner Abgleichung trat mit Bogenlicht Zündung ein. Die Entladung blieb im Dunkeln bestehen.

Lampe Nr. 5. Diese Lampe ließ sich mit Wechselspannung sehr leicht so einregulieren, daß mit Bogenlicht (mit und ohne Blaufilter) Zündung eintrat. Da die Lampe im Innern, d. h. zwischen den koaxialen Zylindern aufleuchtete, so mußte sie von unten her, d. h. ins Innere bestrahlt werden. Die Entladung löschte bei nachheriger Verdunkelung prompt wieder aus. Hier konnte sehr schön beobachtet werden, daß Belichtung des äußeren Zylinders keine Entladung auslöst.

Lampe Nr. 6. Schließlich wurde noch an eine Glimmlichtpatrone Wechselspannung angelegt. Da die Glaswände metallisch beschlagen waren, wurde auffallendes Licht stark absorbiert. Bei Belichtung mit dem Lichtbogen trat aber ohne weiteres Aufleuchten ein, das dann bei Verdunkelung wieder aussetzte.

Zum Schluß sei noch ein Versuch mitgeteilt, der zu zeigen geeignet sein dürfte, daß die Vorgänge an der Kathode einen wichtigen Faktor für die Entstehung der Entladung bilden. An der Lampe Nr. 1 wurde eine Gleichspannung nahe gleich der Zündspannung angelegt. Sodann näherte man ihr von weitem eine geriebene Glasstange. Schon in ein Meter Abstand setzte die Entladung ein, die nun bestehen blieb. Wurde ein zweites Mal eine geriebene Hartgummistange genähert, trat keine Zündung ein, wohl aber in dem Moment, als die Stange wieder entfernt wurde. Es muß also das elektrische Feld der Kathode zur Auslösung vergrößert werden. Verstärkung des anodischen Feldes hat keine Wirkung.

Sehr schön ließ sich der Effekt auf folgende Weise zeigen. Es wurde Wechselspannung gerade unterhalb der Zündspannung angelegt. Näherte man nun die elektrisierte Glasstange, so leuchtete die Lampe auf und löschte in dem Moment wieder aus, wo der Stab entfernt wurde. Beim Hin- und Herbewegen erhielt man so abwechselnd eine Licht- und eine Dunkel-

periode. Mit dem Hartgummistab erhielt man dasselbe, nur mit dem Unterschied, daß die Lampe beim Entfernen des Stabes leuchtete. Die Erklärung dürfte einfach in folgendem bestehen. Wird ein positiver Körper genähert, so wird das kathodische Feld fortwährend verstärkt. Kommt die Scheitelspannung, so tritt daher Zündung ein. Bliebe nun der positive Körper von diesem Moment an an seinem Platze, so würde die Entladung auslöschen und bei Ankunft der nächsten Scheitelspannung nicht mehr gezündet. Denn während der Entladung wird infolge der starken Ionisierung das von außen induzierte statische Zusatzfeld vernichtet. Wird aber der positive Körper fortwährend genähert, so entsteht zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spannungspitzen ein stets neues Zusatzfeld. Die Lampe leuchtet also während der ganzen Zeit, da der positive Körper genähert wird. Das Leuchten verschwindet sowohl bei unveränderter Lage als bei Wiederentfernen (Schwächen des kathodischen Feldes). Bemerkt sei, daß der Versuch sowohl im Dunkeln, als im beleuchteten Zimmer ausgeführt werden konnte. Wie zu erwarten, trat der Effekt bei Lampe Nr. 5 nicht ein, da hier der Entladungsraum nach außen statisch abgeschirmt war.

Zusammenfassend haben die Versuche folgendes ergeben:

Bei den verschiedenartigsten Glimmlampen ließ sich der Photoeffekt in der Weise nachweisen, daß man eine etwas unterhalb der Zündspannung liegende Gleichspannung anlegte und dann die Lampe belichtete. Das Licht muß möglichst auf die Stelle der Kathode gerichtet sein, wo die Entladung gewöhnlich ansetzt. Die Beleuchtungsintensität muß um so höher gewählt werden, je tiefer die angelegte Spannung unter der regulären Zündspannung liegt. Eine Zündung findet überhaupt nicht mehr statt, wenn die verwendete Spannung unterhalb der für das Aufrechterhalten einer selbständigen Entladung nötigen Mindestspannung liegt. Da die Lampe nach der Zündung brennen bleibt, muß vor jedem neuen Versuch der Lampenstrom unterbrochen werden. Verwendet man Wechselspannung, so findet ebenfalls Zündung durch Licht statt. Verschwindet die durch die Entladung bewirkte Ionisierung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Scheitelspannungen genügend vollkommen, so brennt die Lampe nur während der Belichtung. Sie löscht sofort bei Wiederverdunkelung. Bleibt aber zwischen zwei Scheitelspannungen eine hinreichende Restionisierung, so brennt die Lampe im Dunkeln weiter, d. h. die Restionisierung spielt die Rolle der Photoionisierung. Begünstigt wird dieser Zustand 1. durch eine möglichst an die normale Zündspannung heranreichende Scheitelspannung, 2. durch Wahl von hochfrequentem Wechselstrom. Zur Demonstration des Photoeffektes geeignet sind die Lampen, bei denen die angelegte Spannung nicht zu nahe an die Zündspannung gerückt werden muß, und bei denen die Restionisierung so rasch verschwindet, daß bei den gebräuchlichen Wechselstromfrequenzen ($n = 50$) die Glimmlampe im Dunkeln wieder auslöscht. Hierin zeigen die verschiedenen Lampentypen beträchtliche Unterschiede.

Erwähnt seien noch Versuche über die Zündung der Glimmlampe durch elektrische Influenz. Diese bestätigten, daß die Vorgänge an der Kathode für das Zustandekommen der Entladung eine wesentliche Rolle spielen.

Bern, Physikalisches Institut der Universität, April 1925.

(Eingegangen 24. April 1925.)

Über den Nachweis retrograder H-Partikeln aus zertrümmerten Atomen.

Von Gerhard Kirsch.

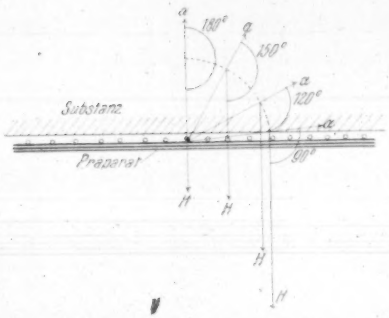
Die Feststellung der Zertrümmerbarkeit der Atomkerne von *B*, *N*, *F*, *Na*, *Al* und *P* unter Abspaltung von schnell bewegten Wasserstoffkernen (H-Partikeln)[1] war bei diesen Elementen besonders dadurch erleichtert, daß infolge der großen Reichweite der H-Partikeln die Anwesenheit von freiem Wasserstoff oder von Wasserstoffverbindungen, wodurch natürliche H-Partikeln von etwa 30 cm Reichweite miterzeugt werden könnten, als störende Komplikation von vornherein wegfällt. Dies trifft für diese Elemente (außer bei *N*) auch für die rückwärtigen H-Strahlen zu.

Da an die Reichweitemessungen der „rückwärtigen" H-Strahlen wiederholt Überlegungen theoretischer Art und auch quantitative Berechnungen angeknüpft wurden, wollen wir die Anordnung von Rutherford und Chadwick, mit der diese Messungen gemacht wurden, etwas näher ins Auge fassen.

Das Präparat bestand aus einer einseitig mit $RaB + C$ aktivierten Silberfolie von 4 cm Luftäquivalent, welche mit der aktivierten Seite vom Szintillationsschirm (d. h. vom Beobachter) abgekehrt und der bestrahlten Substanz zugekehrt der letzteren unmittelbar gegenüberstand. Die ganze vom Präparat aus in den Halbraum hinter demselben gerichtete Strahlung fiel somit auf

1) E. Rutherford und J. Chadwick, Phil. Mag. 42, 809, 1921, auch **44**, 417, 1922.

die bestrahlte Substanz. Die auf den Szintillationsschirm gerichteten zur Beobachtung gelangenden Teilchen fliegen somit (Figur) in Winkeln



von 90° bis 180° zur Flugrichtung des erzeugenden α-Teilchens hinaus, d. h. es werden bei dieser Anordnung nicht nur retrograde H-Strahlen beobachtet, sondern auch solche, welche viel kleinere Winkel bis zu einem rechten herab mit der Primärstrahlrichtung einschließen. Es läßt sich leicht nachweisen, daß die letzteren an Zahl den echten retrograden Teilchen bedeutend überlegen sind, vorausgesetzt, daß bei der Zertrümmerung eines Atomkernes jede Richtung des heraustretenden H-Teilchens gegen den Primärstrahl gleich wahrscheinlich ist[1]).

Wie aus der Figur hervorgeht, gehören zu immer größeren Winkeln immer kleinere Flächen der Einheitskugel. Es beträgt die Zahl der H-Strahlen, die mit dem zertrümmernden α-Strahl einen Winkel

von	90°—120°	einschließen	50 Proz.
„	120°—150°	„	37 „
„	150°—180°	„	13 „

der Gesamtzahl.

Betrachten wir nun weiter die allgemeine Tatsache, daß die nach vorwärts gerichteten H-Strahlen geschwinder sind als die „nach rückwärts" gerichteten, so spricht schon diese durchschnittliche Abnahme der Geschwindigkeit mit der Zunahme des Winkels dafür, daß in dem Gemisch von rechtwinkelig bis rückwärtig ausgesendeteten H-Strahlen die rechtwinkeligen die schnellsten sind. Machen wir uns die spezielle Annahme zu eigen, daß der beobachtete Geschwindigkeitsunterschied seine Ursache ausschließlich in der Eigengeschwindigkeit des explodierenden Gebildes hat[2]), so folgt daraus mit Notwendigkeit, daß die maximalen Reichweiten der sogenannten „rückwärtigen" H-Strahlen in Rutherford und Chadwicks Anordnung (die „backward ranges") in Wirklichkeit zu den rechtwinkelig ausgesendeten Strahlen gehören.

Allen Berechnungen über Moment- und Energieverteilung usw. unter den bei der Atomzertrümmerung entstehenden Teilchen, wie z. B. den von Rutherford und Chadwick in ihren erwähnten Abhandlungen selbst angeführten, ist damit die Grundlage entzogen, insofern sie mit diesen Reichweiten als denen der rückwärtigen oder unter 180° zur Einfallsrichtung des α-Teilchens ausgeschleuderten H-Teilchen rechnen.

Nachdem, wie aus dem oben Gesagten hervorgeht, Rutherford und Chadwick die Existenz von echten retrograden H-Teilchen nicht nachgewiesen haben, ist das Vorhandensein von derartigen H-Teilchen in dem Bereich von mehr als 135° erst durch die in den Wiener Instituten nach besonders entwickelten Methoden ausgeführten Untersuchungen sichergestellt worden[1]).

1) H. Pettersson, Mitt. Ra-Inst. 168 u. 173; Wiener Ber. 133 (IIa).

Wien, II. Physikalisches Institut der Universität am 24. April 1925.

Eingegangen 25. April 1925.

1) l. c. S. 817.

2) H. Pettersson, Proc. Phys. Soc. London **36**, 194, 1924; G. Kirsch, Mitt. Ra-Inst. Wien Nr. 169; Wiener Ber. **133** (IIa).

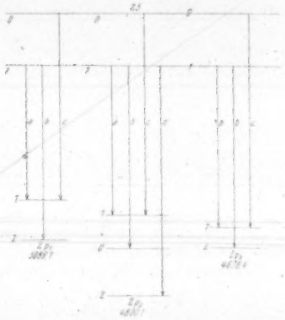
Gesetzmäßigkeiten in der Hyperfeinstruktur von Spektrallinien.

Von Georg Joos.

1. Einleitung. Die Spektrallinien einiger Elemente, insbesondere die des Quecksilbers zeigen eine Aufspaltung („Trabanten"), welche im gewöhnlichen, durch die Quantenzahlen n, k, j charakterisierten Serienschema keinen Platz hat und die seit langem Gegenstand experimenteller Untersuchungen war (Literatur hierüber vgl. den Bericht des Verf., diese Zeitschr. **26**, 357, 1925). Verf. ist nun seit längerer Zeit damit beschäftigt, aus dem über die Linienaufspaltungen vorliegenden Material die Aufspaltung der Terme zu ermitteln. Inzwischen erschien eine Notiz von E. Ruark, F. L. Mohler und R. L. Chenault[1]), wonach es diesen Forschern gelungen ist, die Hyperfeinstruktur der Linien von Quecksilber und anderen Elementen durch Termaufspaltungen darzustellen.

1) E. Ruark, F. L. Mohler und R. L. Chenault, Nature **114**, 475, 1924.

Da zur Beurteilung der Realität derartiger Gesetzmäßigkeiten, bei denen der Zufall nicht ganz ausgeschlossen ist, der Vergleich unab-



hängig von verschiedenen Seiten gefundener Ergebnisse von Wert ist, sollen im folgenden noch vor Erscheinen der in Aussicht gestellten ausführlichen Arbeit von Ruark die vom Verf. an zwei besonders günstigen Objekten festgestellten Beziehungen mitgeteilt werden.

Die in Frage stehenden Feinaufspaltungen sind von viel kleinerer Größenordnung als die Aufspaltungen der gewöhnlichen Multipletts. Um einigermaßen vor zufälligen Übereinstimmungen geschützt zu sein, müssen daher die Wellenlängendifferenzen mindestens auf $^2/_{1000}$ A.E. genau ermittelt sein und außerdem dürfen die Komplexe nicht allzu linienreich sein. Während beim Quecksilber die große Zahl von Linien und die in den Abweichungen der einzelnen Beobachter zutage tretenden Schwankungen den innerhalb der Meßfehler gefundenen Regelmäßigkeiten mißtrauen lassen, liegen die Verhältnisse bei dem Cadmiumtriplett $2p_i - 2s$ und der Wismutlinie 4722 wesentlich günstiger. Hier stimmen die von mehreren Beobachtern[1]) gefundenen Werte vorzüglich überein, so daß die Mittelwerte auf $^1/_{1000}$ A.E. genau sein dürften.

2. Aufspaltung des Cadmiumtripletts $2p - 2s$ und der Wismutlinie 4722.

Da nur die Differenzen der Schwingungszahlen in Frage kommen, geben wir der Hauptlinie willkürlich die Wellenzahl 1 und erhalten dann folgende Wellenzahlen für die Komponenten des Cadmiumtripletts:

$\lambda = 5086{,}1$	$\lambda = 4800{,}1$	$\lambda = 4678$
a 0,705	a 0,747	a 0,860
b 1,000	b 1,000	b 1,000
c 1,100	c 1,148	c 1,255
	d 1,350	

Bildet man bei jedem Komplex sämtliche Wellenzahlendifferenzen, so sieht man, daß die Differenz 0,397 mit einer Schwankung von 0,004 bei jeder der 3 Linien auftritt. Die angegebene Schwankung entspricht gerade einem Fehler in der Wellenlänge von $^1/_{1000}$ A.E. Andererseits beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß in 3 Gruppen von 3, 5 und 3 Zahlen zwischen 0 und 400 ein und dieselbe Zahl mit einem Fehlerbereich von $\pm$ 4 in jeder Gruppe vorkommt, wie leicht einzusehen:

$$\frac{5 \cdot 8 \cdot 3}{400} \cdot \frac{3 \cdot 8}{400} = 1{,}8 \text{ Proz.}$$

Angesichts dieser geringen Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Übereinstimmung sehen wir diese Differenz als die Aufspaltung des gemeinsamen Terms $2s$ an. Die p-Terme müssen dann ebenfalls komplex sein. Die beobachtete Anzahl der Trabanten läßt nun vermuten, daß für die Übergänge zwischen den Niveaukomplexen ein Auswahlprinzip ähnlich dem der inneren Quantenzahl j gelten muß. Ordnet man den einzelnen Teilniveaus neue Quantenzahlen („Feinquantenzahlen" f nach dem Vorschlag von Ruark) zu und überträgt auf diese die für die innere Quantenzahl j geltenden Auswahlregeln einschließlich des Verbots $0 \to 0$, so kommt man zu dem in der Figur gezeichneten Niveauschema. Eine Abweichung gegenüber dem Verhalten der gewöhnlichen Multipletts besteht in der Reihenfolge der p_2-Niveaus, welche nicht mit den Quantenzahlen monoton wachsen oder abnehmen, sowie in der Kombination geradzahliger und ungeradzahliger Termmultiplizitäten.

Die Aufspaltung der Bi-Linie 4722 hat ganz den Typ eines zusammengesetzten pd-Tripletts:

$$\begin{array}{ccccc} 0{,}000 & & 0{,}145 & & 0{,}339 \\ & (0{,}145) & & (0{,}194) & \\ & & 0{,}963 & & 1{,}164 \qquad 1{,}420 \\ & & & (0{,}201) & (0{,}256) \end{array}$$

Der Unterschied von 0,007 ν-Einheiten liegt ganz innerhalb der Meßfehler.

3. Rationale Beziehungen zwischen den Termdifferenzen: Die Aufspaltungen der Cadmiumterme lassen sich als ganze Vielfache von 0,05 darstellen:

1) Cd-Linien: L. Janitzki, Ann. d. Phys. **19**, 36, 1906; **29**, 833, 1909; W. Mohammed, Ann. d. Phys. **39**, 225, 1912.
Bi-Linien: Zusammenstellung bei Merton, Astrophys. Journ. **47**, 102, 1918.

$$p_1^{(2)} - p_1^{(1)} = 0{,}295 = 6 \cdot 0{,}05 - 0{,}005$$
$$p_2^{(0)} - p_2^{(1)} = 0{,}253 = 5 \cdot 0{,}05 + 0{,}003$$
$$p_2^{(2)} - p_2^{(0)} = 0{,}350 = 7 \cdot 0{,}05$$
$$p_3^{(2)} - p_3^{(1)} = 0{,}140 = 3 \cdot 0{,}05 - 0{,}01$$
$$s^{(1)} - s^{(0)} = 0{,}397 = 8 \cdot 0{,}05 - 0{,}003$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß dies ein Spiel des Zufalls ist, berechnet sich als die Wahrscheinlichkeit, daß 5 Zahlen zwischen 0 und 40 innerhalb eines Bereichs von + 1 ganze Vielfache von 5 sind, zu $\left(\frac{8 \cdot 2}{40}\right)^5 \approx 1$ Proz.

Auch bei der Aufspaltung der *Bi*-Terme macht sich merkwürdigerweise derselbe gemeinsame Teiler 0,05 bemerkbar. Übrigens weisen auch Ruark und seine Mitarbeiter auf derartige rationale Beziehungen hin.

4. Zusammenfassung: Die Hyperfeinstruktur der Cadmiumtripletts und der Wismutlinie 4722 weist mit größter Wahrscheinlichkeit auf die Existenz einer weiteren Quantenzahl f hin, für welche dieselben Auswahlregeln wie für die innere Quantenzahl gelten. Die Termaufspaltungen sind innerhalb der Fehlergrenzen ganze Vielfache einer Grundaufspaltung, die bei Cadmium und Wismut wohl zufällig identisch ist.

Jena, Physikalisches Institut der Universität, März 1925.

(Eingegangen 25. April 1925.)

Über die Geigersche Spitzenkammer.

Von Theodor Wulf.

Die vorliegende Arbeit ist entstanden aus dem Versuch, die Zählung der Alphateilchen mittels der Geigerschen Spitzenkammer so weit zu vereinfachen, daß sie auch im Unterricht ohne kostspielige Instrumente und ohne zu lange Vorbereitungszeit vorgeführt werden könne. Über die Ergebnisse dieser Bestrebungen wird an anderer Stelle berichtet werden. Es hat sich aber gezeigt, daß die zunächst zur Vereinfachung der Versuche herangezogenen Mittel doch zugleich eine Erweiterung der Beobachtungsmethoden enthalten, indem sie teilweise andere Seiten des Vorgangs zur Darstellung bringen. Da wir bei dem großen Dunkel, das über dieser Erscheinung liegt, vorläufig noch ganz darauf angewiesen sind, das Tatsachenmaterial nach möglichst vielen Richtungen zu vermehren, so möchte ich meine Beobachtungen hier mitteilen.

I. Die Beobachtungsmittel.

1. Als Hochspannungsquelle benutzte ich, zunächst mangels einer Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie eine Leidener-Flasche, die durch ein Influenzmaschinchen geladen wurde. Ein zugeschaltetes Braunsches Elektrometer erlaubte die Spannung abzulesen. Es zeigte sich aber bald, daß geladene Leidener-Flaschen, namentlich für orientierende Versuche, der Hochspannungsbatterie entschieden überlegen sind. Wenn die Leidener-Flasche zu hoch aufgeladen ist, tritt aus der Spitze der Ionisationskammer Selbstentladung ein, dadurch sinkt das Potential und der Punkt, wo diese Selbstentladung aufhört, ist die höchste Spannung, die man der mit der Spitze versehenen Kammer geben kann, das ist zugleich die günstigste, wirksamste Spannung für die Versuche der Entladung durch Radium. Man braucht also nach einer für die betreffende Nadel geeigneten Spannung gar nicht zu suchen. Beim Gebrauch der Leidener-Flasche stellt sich die geeignetste Spannung ganz von selber ein.

Teils durch mangelhafte Isolation, teils durch die von Radium hervorgerufenen Entladungen fällt nun die Spannung der Flasche je nach ihrer Größe und der Höhe der vorausgegangenen Aufladung langsam weiter, und führt so ganz von selbst dazu, das Verhalten der Ionisationskammer bei den verschiedenen Potentialen zu beobachten, ohne daß man irgend etwas dazu tun müßte. Sehr zweckmäßig ist es, möglichst große Flaschen, oder mehrere kleinere zu verwenden, da sonst die Spannung oft schneller abfällt als wünschenswert ist. In einem günstigen Fall konnte man mit einer großen Flasche von ungefähr $^1/_2$ m² Belegfläche, die erst höher aufgeladen einige Minuten gestanden hatte, dann durch einen angehaltenen Holzstab bis zum Aufhören der Selbstentladung entladen war, die durch ein *Ra*-Präparat angeregten Elektrometerausschläge $^1/_4$ Stunde lang verfolgen, ohne daß man hätte nachladen müssen.

2. Die benutzten Spitzen waren Platin, Stahl, Aluminium, Graphit, jedoch wurden die meisten Beobachtungen mit polierten Stahlspitzen gemacht, nachdem ich in den Grammophonnadeln ein Material gefunden hatte, das in sehr nahe gleicher Beschaffenheit überall sehr billig zu bekommen ist, und keiner anderen Bearbeitung bedarf, als daß man es von anhängenden Staubteilchen sauber wischt. Diese eine Forderung ist aber sehr ernst zu nehmen. Oft gaben Nadeln, die sich erst als ganz unbrauchbar erwiesen hatten, nachdem sie mehrmals unter einer Lupe bei grellem Licht von Staubteilchen und Fäserchen gereinigt waren, die vorzüglichsten Resultate. Die Spannungen, die diese wenig feinen Spitzen brauchen, sind zwar wesentlich höher als die sonst üblichen und liegen meist bei 3000 Volt. Das scheint aber kaum als Nachteil bezeichnet werden zu können, da

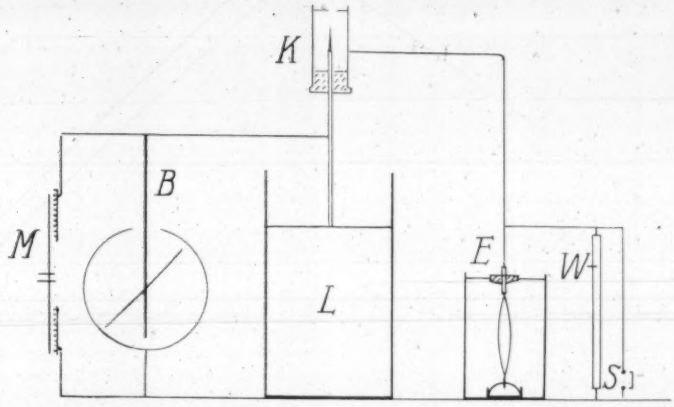


Fig. 1.

man eine Leidener-Flasche mit einer Influenzmaschine ebenso leicht und schnell auf 3000 wie auf 1000 Volt laden kann. Dafür sind dann auch die Entladungen um so kräftiger und Aufladungen des Elektrometers auf 50 Volt und höher konnten leicht erzielt werden.

3. Die Entladungen aus den Spitzen wurden durch schnell ausschlagende Elektrometer nachgewiesen. Bei der Stärke derselben war eine hohe Empfindlichkeit nicht erforderlich, und sowohl die Einfaden- wie die Zweifadenelektrometer des Verfassers gaben so weite Ausschläge, daß sie in einem großen Hörsaal leicht zu sehen waren. Das Einfadenelektrometer konnte dabei auch ohne Hilfsladung verwendet werden. Der Faden war mit einer Schneide verbunden, die andere Schneide geerdet. Die Fadenspannung war eine mittlere[1]). Das Elektrometer mißt die gesamte von einem Teilchen in der Ionisationskammer erzeugte Ionenmenge eines Vorzeichens. Meist wurden die Ausschläge einfach beobachtet, zur Untersuchung einiger Punkte wurden sie auch fortlaufend photographisch registriert. Als hohen Widerstand zur Entladung des Elektrometers zwischen den einzelnen Entladungen benutzte ich einen gewöhnlichen Schiefergriffel, nachdem das umhüllende Papier abgekratzt war. Anfangs haben die Griffel meistens eine zu hohe Leitfähigkeit, wenn sie aber einige Tage in einem trockenen Raume gelegen haben, ist ihr Widerstand hoch genug.

Die ganze Schaltung ist aus Fig. 1 zu erkennen, sie besteht aus Leidener-Flasche L, Spitzenkammer K, Braunschen Elektrometer B, Influenzmaschine M, Zweifadenelektrometer E, hohem Widerstand W und einer Erdleitung S als Sicherung für das Elektrometer.

4. Schon mehrfach[1]) wurde die Elektronenröhre zur weiteren Verstärkung der Einzelentladungen herangezogen und dadurch jüngst von Greinacher[2]) so lautes Knacken im lautsprechenden Telephon erzielt, daß man auf diese Weise die Erscheinung auch einem großen Zuhörerkreis vorführen konnte. Da ich so starke Elektrometerwirkungen hatte, versuchte ich die Entladung ohne die Elektronenröhre durch das Telephon nachzuweisen, wobei ich allerdings ein hochohmiges Doppeltelephon von 2000 Ohm Widerstand anlegte und hatte damit auch sofort Erfolg. In der Folge erwies sich dann das Telephon als ein außerordentlich einfaches und bequemes Beobachtungsmittel: keine Verdunklung des Zimmers, keine Aufstellung eines Apparats, dabei volle Bewegungsfreiheit und freie Hände; die ganze Versuchsanordnung von kaum zu übertreffender Einfachheit. Das Wesentliche zeigt Fig. 2, die Leidener-Flasche L, Spitzenkammer K und das Telephon T, wozu noch zur Bequemlichkeit, nicht zum Gelingen der Versuche selbst das Braunsche Elektrometer und zum Aufladen irgendein Influenzmaschinchen kommen, wie in Fig. 1.

1) Um diese für die Atomtheorie grundlegenden Versuche auch weniger bemittelten Anstalten zu ermöglichen, habe ich E. Leybolds Nachf., Köln auch ein schnell ausschlagendes Elektroskop angegeben, in der Preislage der üblichen Blättchenelektroskope, mit welchem die Versuche sogar im halbverdunkelten Saal vorgeführt werden können, worüber ebenfalls an anderer Stelle Näheres mitgeteilt wird.

1) A. F. Kovarik, Phys. Rev. **13**, 153, 272. 1919; W. Kutzner, Zeitschr. f. Phys. **21**, 281, 1924.

2) Greinacher, Zeitschr. f. Phys. **23**, 361. 1924.

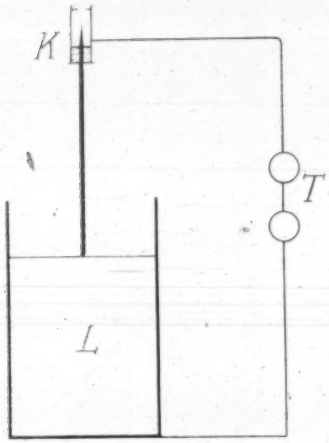


Fig. 2.

Die Verstärkungsröhre hat zur Demonstration vor einer größeren Zuhörerschaft gewiß ihren Wert, für den Forschungsbetrieb ist das unverstärkte Hören entschieden vorzuziehen, nicht bloß der viel größeren Einfachheit der Versuchsanordnung wegen, sondern vor allem deshalb, weil die Verstärkerröhre ihrerseits ebenfalls Geräusche hervorbringt, die dann von den Geräuschen der Ionisationskammer oft nicht mit Sicherheit zu unterscheiden sind[1]). Für eine beschränkte Zahl von Beobachtern (etwa einer zusammenarbeitenden Gruppe bei praktischen Übungen) ist auch das unverstärkte Geräusch der Alphateilchen zu hören, man braucht nur mehrere Telephone hintereinander zu schalten. Überhaupt enthält der Versuch in dieser Form mit Leidener-Flasche und Telephon nur noch Apparate, die man ohne Bedenken auch Schülern in die Hand geben kann.

Da das Telephon ungleich schneller folgt als das Elektrometer (bis zu mehreren tausend Schwingungen in der Sekunde) und unser Ohr schneller wahrnimmt als unser Auge, so ist das Telephon nicht bloß ein Ersatz für das Elektrometer, es zeigt manche Erscheinungen mit Einzelheiten, die das Elektrometer nicht darstellen kann. Wenn man durch andere Geräusche nicht gestört wird, und durch einige Übung sich vorgebildet hat, hört man eine ganze Reihe von Einzelheiten heraus. Man bemerkt zum Beispiel, daß die Geräusche der Radiumstrahlen zwar meistens punktförmig sind, sich aber bei sehr hohen Spannungen zuweilen zu einem kurzen Strich ausdehnen. Man lernt verschiedene Arten der Selbstentladung unterscheiden und anderes mehr.

5. Endlich habe ich noch ein Beobachtungsmittel gebraucht, — das eigene Auge. Wenn man nämlich die Versuche im Dunkeln macht mit vollständig ausgeruhtem Auge, so bemerkt man, daß jedem Ausschlag des Elektrometers, jedem Knacken des Telephons ein Aufleuchten der Spitze entspricht. Bei starken Entladungen, großen Elektrometerausschlägen und lautem Telephonknacken entsprechend, sind die Funken sehr deutlich wahrzunehmen, bei schwächer werdenden Entladungen aber versagt das Auge etwas früher als das Elektrometer und das Telephon. Die Beobachtung geschah in der Weise, daß in die Mantelfläche der zylindrischen Ionisationskammer (Fig. 3) ein kurzes Rohrstück R

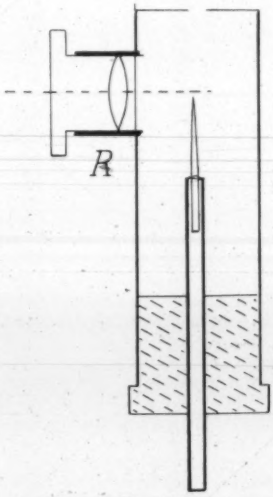


Fig. 3.

eingesetzt wurde, in welchem sich als Lupe ein schwaches Mikroskopobjektiv verschieben ließ, das auf die Nadelspitze und den Raum vor der Nadelspitze gerichtet war.

II. Beobachtungsergebnisse.

A. Die Entladungsspannung.

1. Der Gebrauch der Leidener-Flasche mit einem Braunschen Elektrometer zur Messung

1) Wie schwierig es ist, alle Störungen aus den Elektronenröhren fernzuhalten, geht vielleicht am deutlichsten aus dem Umstand hervor, daß Greinacher (Zeitschr. f. Phys. **23**, 379, 1924) diesem Punkt einen ganzen Aufsatz widmet.

ihrer Spannung führte zunächst zu einer greifbaren Feststellung der Eigenschaften, welche eine „gute" und eine „schlechte" Nadel unterscheiden. Ist die Spannung der Flasche zu gering, so wird die Entladung durch die Radiumstrahlen zu schwach, Elektrometer und Telephon sprechen nicht mehr an. Andrerseits wenn die Spannung zu hoch ist, tritt Selbstentladung ein (auch bei Abwesenheit von *Ra*-Strahlen). Zwischen diesen beiden Grenzen liegt der Arbeitsbereich der betreffenden Spitze. Eine Nadel ist nun um so besser, je weiter diese zwei Grenzen auseinanderliegen. Fallen beide zusammen, oder liegt gar die obere Grenze noch tiefer als die untere, d. h. findet Selbstentladung statt bis herab zu Spannungen, welche nicht genügend hoch sind zu einer hinreichenden Vervielfältigung der Ionen, so ist die Spitze unbrauchbar. Diese Feststellung führt sofort zu einer sehr praktischen Folgerung. Um zu finden, ob eine Spitze brauchbar ist, lade man die Leidener-Flasche bis zum Eintreten der Selbstentladung, warte einige Sekunden, bis die Selbstentladung aufhört und bringe dann sogleich das *Ra*-Präparat heran. Wenn man dann (am bequemsten im angehängten Telephon) nicht sogleich das atomistische Trommelfeuer hört, so braucht man nicht mehr nach etwaigen anderen günstigen Potentialen zu suchen. Die Spitze ist, so wie sie in der Ionisationszelle sitzt, sicher unbrauchbar.

Die Ursache des „Nichtgehens" liegt aber nicht etwa darin, daß die untere Grenze des wirksamen Bereichs zu weit nach oben gerückt wäre, bis an oder über die obere Grenze, sondern nach allen meinen Erfahrungen darin, daß die obere Grenze, also die Selbstentladung sich zu weit nach unten erstreckt. Diese Ansicht stützt sich vor allem auf die Beobachtung durch das Telephon. Wenn die Selbstentladung noch bei guter Intensität plötzlich abbricht, so hat man eine gute Nadel. Wenn sie sich aber, immer schwächer werdend, lange hinauszieht, so hat man nachher mit *Ra*-Strahlen keine oder nur sehr schwache Wirkung zu erwarten. Außerdem belehrt das Telephon, daß man hier mehrere verschiedenartige Störungen zu unterscheiden hat. Deutlich ausgeprägt ist der Unterschied der Selbstentladung, die man beschreiben kann als Knarren (scharfe schnell aufeinanderfolgende Einzelstöße, die mit den Wirkungen der Alphastrahlen große Ähnlichkeit haben, Pfeifen (ein langgezogener Ton, mit deutlich angebbarer Tonhöhe, die mit abnehmender Spannung der Leidener-Flasche schnell tiefer wird, in einigen Sekunden mehrere Oktaven durchlaufend), Rauschen (ohne angebbare Tonhöhe) und Hauchen (so schwach, daß man es nur bei größter Stille vernehmen kann). Je sorgfältiger ich die Nadeln vor dem Einsetzen mit der Lupe auf anhängende Körnchen und Fäserchen untersucht habe, desto mehr hat das Knarren und Pfeifen aufgehört.

2. Sicher ist von Einfluß auf die Höhe der Entladungsspannung die Feinheit der Spitze, wie allgemein beobachtet wurde. Während man bisher mit besonders zugeschliffenen Spitzen 1200—2000 Volt Entladungsspannung hat, liegt dieselbe bei stumpferen Spitzen höher. Die handelsüblichen Grammophonnadeln verlangten je nach der Feinheit der Nadeln (Leisespieler- oder Starkton-Nadeln) 2500—3500 Volt. Ein Unterschied infolge des Materials (geprüft wurden *Pt*, Stahl, Aluminium, Graphit) konnte nicht bemerkt werden. Bei dem überwiegenden Einfluß von Störungen durch kleine Stäubchen, ist es aber wohl möglich, daß ein Materialeinfluß durch andere Einwirkungen verdeckt wurde.

3. Das Vorzeichen der Spitzenladung kommt sehr bestimmt zur Geltung. Positiv geladene Spitzen haben stets einen wirksamen Bereich, der einige hundert Volt höher liegt, als negativ geladene Spitzen. Der Unterschied zwischen den wirksamen Bereichen beträgt meist gegen 500 Volt.

Um das schnell feststellen zu können, wurde die Leidener-Flasche von dem Tisch isoliert aufgestellt. Durch einen zwischengeschalteten, ebenfalls hochisolierten Kommutator konnte dann durch einfaches Umlegen die Spitze mit dem einen oder anderen der zwei Belege verbunden werden, ohne daß die Flasche umgeladen zu werden brauchte. Mit dem Telephon wurde der wirksame Bereich festgestellt und an dem Braunschen Elektrometer die Spannung abgelesen.

Tabelle I.

Wirksamer Bereich von Nadeln verschiedenen Materials. Angaben in Skalenteilen des Braunschen Elektrometers. 1 Skalenteil = 300 Volt.

Spitzenmaterial	Wirksamer Bereich + Spitzenladung	— Spitzenladung
Platin ungeglüht . .	11.2—11.1	11,2—9.9
"	11.1—10.7	10.3—9,5
Stahl (Grammophon-	12.0—11.8	12.2—9.9
nadel)	11.3—11.1	11.5—9,7
Aluminium	10.0—9.6	9.4—8.5
Graphit stumpf . . .	16.0—15.95	17.0—16.0
" zugefeilt . .	unwirksam	10.9—10.5

Tabelle I enthält einige Beispiele der Messungen. Die Höhe des wirksamen Bereiches hängt sehr von der Gestalt der Spitze ab. Daher können nur die +- und —-Bereiche derselben Nadel und die Weite ihrer wirksamen Bereiche miteinander verglichen werden.

4. Aus Tabelle I ersieht man zugleich, daß die Größe des wirksamen Bereiches für die

beiden Vorzeichen sehr verschieden ist. Für negativ geladene Spitzen ist er viel größer als für positiv geladene. Erstere haben meistens einen Bereich von etwa 500 Volt, zuweilen noch größer, für letztere geht er kaum über 100 Volt. Positive Bereiche von 200 Volt sind selten zu beobachten.

5. Die Brauchbarkeit einer Spitze bei positiver und negativer Ladung ist weitgehend unabhängig voneinander. Eine gute Brauchbarkeit bei positiver Ladung besagt noch keineswegs auch gute Wirkungen bei negativem Vorzeichen und umgekehrt. Aus dieser Verschiedenheit der Höhe und Ausdehnung des wirksamen Bereiches für die beiden Vorzeichen, erklären sich die Angaben der Literatur, wonach positive Spitzen unwirksam sein sollen.

6. Der Gasgehalt der Zelle ist auf die Entladungsspannung von großem Einfluß, wie schon Shrader[1]) feststellte. Sehr einfach kann man das nachweisen durch folgenden Versuch. In das kleine seitliche Ansatzrohr der Zelle, das sonst zur Aufnahme der Lupe diente, wurde in einem Fingerhut ein Pfröpfchen Watte gebracht, die mit Benzin getränkt war. Sowie der Benzindampf sich in der Zelle ausgebreitet hatte, mußte man die Ladung der Flaschen um etwa 600 Volt erhöhen, um dieselbe Wirkung zu erzielen, wie in atmosphärischer Luft. Entsprechend hörte die Wirkung bei sinkender Flaschenspannung auch früher auf. Wenn man dann aber den Fingerhut mit dem Benzinpfropf entfernte, so setzte plötzlich, ohne daß man sonst irgend etwas an der Apparatur zu berühren brauchte (das *Ra*-Präparat lag dauernd vor der Öffnung der Ionisationskammer), die Entladung wieder ein, wenn nämlich der Benzindampf abgeflossen war, und hörte erst auf, wenn das Potential bis auf das für atmosphärische Luft geltende Minimum gesunken war.

Weitere Versuche wurden gemacht mit CO_2- und H_2-Gas, die ohne weitere Reinigung, nur unter Einschaltung einer Trockenröhre mit Phosphorpentoxyd käuflichen Bomben entnommen wurden. Kohlensäure verlangte, ähnlich wie Benzindampf, eine bedeutend höhere Spannung als atmosphärische Luft, Wasserstoff eine geringere.

Tabelle II.

Wirkungsbereich für Kohlensäureatmosphären. Stahlspitze positiv.

Vorversuch in Luft 26.1.25. Wirksamer Bereich	11.4—11.2
In Kohlensäure nach 15 Minuten	15.6—13.8
„ „ „ „ 20 Minuten	16.0—14.0
Kohlensäure abgelassen. Luft herein nach 5 Min.	11.6—11.3
„ „ „ „ „ 10 „	11.5—11.3

1) Shrader, Phys. Rev. 6. 292. 1915.

Die Anfangswerte stellen sich also wieder her, ein Zeichen, daß die Nadel sich in ungestörter Verfassung befand. Ähnlich verliefen die Versuche jedesmal. Zu beachten ist die Erhöhung des wirksamen Bereiches von 3420 bis 3360 Volt in Luft auf 4800—4200 Volt in CO_2 und zugleich die außerordentlich viel größere Weite des Bereiches von 60 Volt in Luft gegen 600 Volt in CO_2.

Tabelle III.

Wirkungsbereich in H_2 von Atmosphärendruck.

	Stahlspitze	
	Nadel positiv	Nadel negativ
Vorversuch in Luft	11.1—11.0	12.1—9.4
H_2 eingeleitet nach 20 Min.	8.0	7.1—6.2
Nachversuch in Luft . . .	11.1—11.0	14.0—8.4

Der Wirkungsbereich war in H_2-Gas für positive Spitzen so klein, daß am Braunschen Elektrometer keine andere Ablesung möglich war, als gerade der Wert, bei welchem das Telephon die Alphateilchen anzeigte.

7. Die Abhängigkeit der wirksamen Spannung vom Gasdruck wurde schon von Rutherford und Geiger[1]) und später wiederholt festgestellt, Von mir wurden dahingehende Versuche nur mit atmosphärischer Luft angestellt, mit dem Ergebnis, daß Verminderung des Drucks ähnlich wirkte, wie Einführung eines leichteren Gases.

Tabelle IV.

Wirkungsbereich einer Stahlspitze in Luft veränderlichen Druckes.

Luftdruck cm *Hg*	Spitze positiv	Spitze negativ
75	11.7—11.4	11.0—9.5
49	9.4—9.2	9.0—7.8
40	8.8	7.8—6.9
35	versagt	7.2—6.4

Als besonders beachtenswert möchte ich das Ergebnis für die positiv geladene Spitze hervorheben, daß mit abnehmendem Druck der positive wirksame Bereich immer mehr zusammenschrumpft. Während er bei Atmosphärendruck 100 Volt beträgt, hat man bei ca. 50 cm nur noch 60 Volt Spielraum, bei 40 cm ist eine Ausdehnung mit dem Braunschen Elektrometer nicht mehr nachzuweisen, man kann aber die Stöße im Telephon noch hören. Bei 35 Volt gelang auch das nicht mehr. Wenn man dann den gewöhnlichen Druck wieder herstellte, zeigten

1) Rutherford u. Geiger, diese Zeitschr. 10. 1. 1909.

sich sogleich wieder die Ausgangswerte nach Höhe und Weite des Wirkungsbereichs.

8. Nach einem Einfluß der Feuchtigkeit der Zellenluft wurde wiederholt gesucht, indem an das seitliche Ansatzrohr (Fig. 3) ein kurzes geschlossenes Gefäß angesteckt wurde, das zuerst längere Zeit (bis 14 Tage) mit metallischem *Na* versehen war, wodurch bekanntlich ein hoher Grad von Trockenheit erzielt wird, dann wurden statt des *Na* einge Tropfen Wasser in das Gefäß gebracht. Nachdem zahlreiche Forscher[1] einen großen Einfluß der Feuchtigkeit auf die Entladung in Gasen festgestellt haben, mußte man auch hier einen ähnlichen Einfluß vermuten. Die Versuche gaben aber kein deutlich erkennbares Resultat. Man darf daraus wohl nur schließen, daß der Einfluß der Feuchtigkeit bei diesen mehr summarischen Versuchen noch zu sehr durch andere mehr hervorstechende Einflüsse verdeckt wird.

9. Über den Einfluß der Richtung, in welcher die Teilchen in die Kammer eindringen müssen, um die Entladung einzuleiten, hat Kutzner[2] eingehende Versuche angestellt. Er findet, daß die Strahlen nur wirksam sind, wenn sie innerhalb eines gewissen Kegels mit der Nadel als Spitze verlaufen und namentlich, daß Strahlen, die die Spitze senkrecht treffen, keine Entladung auslösen. Meine Versuche gaben hier insofern ein abweichendes Resultat, daß, wenn ich das *Ra*-Präparat (Ra-Sulfat auf dem Knopf einer Stecknadel) nach Fortnahme der Lupe vor die seitliche Öffnung (Fig. 3) der Kammer hielt, die Wirkungen nach Zahl und Art dieselben waren, als wenn die Strahlen von oben kommend der Nadel parallel liefen. Ich habe den Versuch sehr oft wiederholt, immer mit demselben Ergebnis. Es konnte auch keine merkliche Verminderung der Wirkung festgestellt werden.

B. Die Entladungsart.

Die Betrachtung der Spitze während der Entladung durch die seitwärts eingeführte Lupe ergab folgende Resultate. Sowohl bei positiv, als auch bei negativ geladener Spitze konnte man bei jedem Knacken im Telephon zugleich ein Aufleuchten der Spitze wahrnehmen. Bei zunehmender Anpassung des Auges und sorgfältigem Fernhalten störenden Lichtes traten noch weitere Einzelheiten hervor. Bei jedem Aufleuchten bildete sich eine vollständige Büschelentladung aus. Auf der positiven Spitze saß ein feines glimmendes Pünktchen, dann folgte, ganz scharf zu sehen, ein winziger Dunkelraum und daran schloß sich ein besenförmiges Büschellicht, in dem deutlich einzelne helle Strahlenbahnen zu unterscheiden waren. (Es wäre wohl möglich, das Bild mikrophotographisch aufzunehmen, allein da die Bilder der aufeinanderfolgenden Entladungen doch verschieden ausfallen, kann man von einer solchen Aufnahme keine weiteren Einzelheiten erwarten, solange man nicht ein so lichtstarkes Objektiv hat, daß man von einem einzelnen Alphastrahl einen genügenden Eindruck erhalten kann.)

Das Büschel bildete einen Kegel, dessen Spitze die Nadelspitze war. Die Öffnung des Lichtkegels wurde nach der Erscheinung nachgezeichnet und dann gemessen, sie ergab sich bei positiver Nadelladung der Größenordnung nach zu 10^0. Deutlich davon unterschieden war das Büschellicht, das sich bei negativ geladener Spitze ausbildete. Weit ausladend erfüllte es einen Kegel von fast 180^0 Öffnung, die Achse in der Verlängerung der Nadel. Die Grenzlinien waren aber nicht gerade, sondern von der Nadel fort gekrümmt. Zuweilen glaubte ich zu sehen, daß auf der Nadel zuerst ein kurzer leuchtender Stiel aufsaß, von vielleicht $^1/_2$ mm Länge, der sich dann zu dem breiten Strauß entfaltete.

Man wird also allgemein sagen können, die Entladung in der Geigerschen Spitzenkammer erfolgt in der Weise, daß durch die Einwirkung der Ionisation von *Ra*-Strahlen eine Büschelentladung aus der Spitze ausgelöst wird.

C. Eine Höchstzahl der Entladungen.

Endlich sei noch ein Ergebnis beschrieben, das durch Zusammenwirkung aller Mittel, des Elektrometers, des Telephons und der Lupe erzielt wurde. Als ich einmal mit dem Telephon beobachtete und trotz sehr nahe gehaltenem *Ra*-Präparat (Nadel aus einem Spinthariskop) die Geräusche nicht zu hören waren, wollte ich das Präparat beiseite legen. Da hörte ich im Telephon während des Fortnehmens plötzlich mehrere Stöße von *Ra*-Strahlen. Beim Wiedernäherkommen dieselbe Erscheinung: im Abstand von einigen Zentimetern deutliche Wirkung, bei größerer Annäherung wurden die Stöße wieder seltener und verstummten dann gänzlich. Der erste Gedanke, daß die Strahlen am Beginn ihrer Bahn weniger die Luft ionisieren, erwies sich sofort als nicht zutreffend. Denn wenn man diese ersten höchsten Geschwindigkeiten sich in einem zwischengeschobenen Glimmerblättchen verlaufen ließ, blieb der Effekt be-

1) Angefangen von E. Warburg und seinen Mitarbeitern bis Edgar Meyer und seinen Schülern (Literaturverzeichnis siehe Pedersen, Ann. d. Phys. **71**, 217, 1923).

2) W. Kutzner, Zeitschr. f. Phys. **23**, 117, 1924.

stehen. Als jedoch eine Blende mit viel kleinerer Öffnung eingelegt wurde, blieb er aus, man hatte die größte Stoßzahl bei der größten Annäherung. Es schien also, als ob es eine gewisse Höchstzahl von Stößen gäbe, und daß schneller aufeinanderfolgende Teilchen nicht gezählt zur Beobachtung kommen könnten.

Wenn das richtig war, so mußte ein stärkeres *Ra*-Präparat auch mit der kleinen Blende den Effekt zeigen. Das war auch der Fall.

Und bei derselben größeren Blende, mußte das Maximum der Stöße für das stärkere Präparat in größerer Entfernung liegen als für das schwächere. Das war ebenfalls richtig. Die schwach aktive Spinthariskopspitze gab das Maximum in etwa 3 cm Abstand, das stärkere Präparat in etwa 29 cm. Die maximale Zahl aber war für das starke, wie für das schwache Präparat, vorläufig nach dem Rasseln im Telephon beurteilt, die gleiche.

Man wird nun fragen, ob das Telephon vielleicht eine größere Zahl nicht melden konnte. Diese Erklärung ist aber entschieden zurückzuweisen. Denn:

1. Ist die Zahl gar nicht so groß. Wenn man auch nicht so schnell zählen kann, so kann man doch deutlich die Stöße als Einzelstöße voneinander unterscheiden. Ich habe die maximale Zahl damals auf 20 in der Sekunde geschätzt und das hat sich nachher beim Registrieren auch als nahezu richtig erwiesen. Die Telephonplatte aber macht bei den höhern Tönen der drahtlosen Telephonie mehrere tausend Schwingungen in der Sekunde.

2. Der genannte Effekt zeigte sich nur, wenn die Spitze + geladen war. Bei — geladener Spitze stieg die Zahl der Stöße auch bei dem stärkeren Präparat mit der Annäherung beständig an und erreichte offenbar viel höhere Werte.

3. Den Ausschlag gab aber die Beobachtung der Spitze durch die Lupe. Solange die Zahl der Stöße im Telephon zunahm, sah man auch das positive Büschellicht an der Spitze jedesmal hervorbrechen. Bei größerer Annäherung aber, wurde nicht etwa das Büschellicht ununterbrochen, sondern wie das Knacken im Telephon seltener wurde, trat auch das Büschellicht immer seltener auf. Es blieb aber zwischen den verschiedenen Büschellichtblitzen das feine Glimmlichtchen auf der Spitze in der Kammer bestehen. Und als bei größter Annäherung das Telephon gar keinen Stoß mehr verzeichnete, war auch das Büschellicht vollständig verschwunden, nur das Glimmpünktchen blieb auf der Spitze stehen, solange das *Ra*-Präparat genähert und die Spannung der Leidener-Flaschen genügend hoch blieb. Als dann die Erscheinung mit dem Registrierelektrometer aufgenommen wurde, zeigte sich folgendes. Anfangs erschienen die üblichen Ausschläge bis zur Höchstzahl. Dann traten bei größerer Annäherung in einem Übergangsstadium zuerst ganz regellos kleinere Ausschläge ein, zwischen denen das Elektrometer aber nicht zur Ruhelage zurückkehrte. Und wenn bei noch größerer Annäherung des *Ra* im Telephon das Knacken verstummte und das Büschellicht durch das beständig leuchtende Glimmlicht ersetzt war, zeigte das Elektrometer einen größeren Dauerausschlag, von schwachen schnellen Schwankungen überlagert. Da das Elektrometer zugleich durch einen hohen Widerstand geerdet war, so mißt dieser Dauerausschlag die Stromstärke des Glimmstromes in der Zelle.

Die beschriebenen Erscheinungen konnten mit allen Einzelheiten, in allen Zellen, mit allen sonst brauchbaren Nadeln und allen Ra-Präparaten jederzeit wiederholt werden, stellten sich jedoch nur bei + geladener Spitze und bei atmosphärischer Luft in der Zelle ein. Mehrere Versuche, die Erscheinung auch in CO_2- und H_2-Atmosphären oder bei vermindertem Luftdruck hervorzurufen, führten zu keinem Ergebnis. Wenn auch der negative Ausfall für die Wasserstoffatmosphäre nicht gerade überraschend war, da der Wirkungsbereich für positive Spitzenladungen in Wasserstoff sehr klein ist (vgl. Tabelle III), so hatte ich doch erwartet, in dem ausgedehnten Bereich für CO_2-Gas von 600 Volt (vgl. Tabelle II) die Erscheinung wieder zu finden. Es war aber nicht der Fall.

Bei besonders guten Nadeln, deren wirksamer Bereich sich bei positiver Entladung über 200—300 Volt erstreckte, glaubte ich mit Hilfe des Telephons zu bemerken, daß die maximale Stoßzahl bei der höheren Spannung merklich größer sei, als bei den schwachen Spannungen. Um darüber quantitative Angaben zu gewinnen, genügte die Leidener-Flasche nicht. Man mußte eine konstante Gleichstromquelle benutzen. Herr Prof. Starke war so liebenswürdig, mir für diese Messungen die Benutzung der Hochspannungsakkumulatorenbatterie der Aachener Technischen Hochschule zu gestatten, mit welcher gegen 3600 Volt Gleichspannung genügend lange aufrecht erhalten werden konnte.

Die Versuche haben denn auch diese Beobachtung bestätigt, z. B. bei einer Nadel, deren wirksamer Bereich sich über 150 Volt erstreckte, betrug die maximale Stoßzahl:

bei Volt	3400	3455	3540	3560
max. Zahl	12	17	25	30

Es gibt also schon für sehr schwach radioaktive Körper eine Entfernung, in der die erregte Stoßzahl ein Maximum aufweist, wenn mit positiv geladenen Spitzen gearbeitet wird. Bei größerer Annäherung hat man sich vorzustellen, daß in jenen Zeiten, in welchen die Stöße dichter aufeinander folgen, als dieser Höchstzahl entspricht, keine Stöße gemeldet werden. Bei der regellosen Verteilung der Stöße bleiben dazwischen noch Zeiten, in denen die Einzelstöße weniger dicht folgen und die werden noch angezeigt. Diese Zeiten sind aber um so seltener, je größer die Gesamtzahl der Teilchen in der Zeiteinheit, also je mehr das *Ra*-Präparat genähert wird. Auch bei der Höchstzahl werden keineswegs alle Teilchen gezählt, das ist vielmehr nur bei so schwachen Präparaten der Fall, daß die Zahl der schneller als 0,05 Sek. nacheinander eintreffenden Teilchen verschwindend klein ist. Die Zahl der gemeldeten Teilchen ist also für positiv und negativ geladene Spitzen verschieden, bei kleiner Teilchenzahl ist der Unterschied sehr gering, nimmt aber schon bald merkliche Werte an und erreicht sehr hohe Werte, wenn schließlich das Telephon bei negativer Ladung ein rasselndes Geräusch gibt, während es bei positiver Ladung fast vollständig schweigt.

Daß die Zählungen der Alphateilchen von Heß und Lawson[1]), die mit positiven Ladungen arbeiteten, deswegen schon eine Korrektur nach oben erfahren müssen, folgt noch nicht ohne weiteres. Zuerst hatten sie in ihrer Kammer keine Spitze, sondern eine Kugel. Außerdem war ihre Gasfüllung nicht Luft von Atmosphärendruck, sondern ein Luft-Kohlensäure-Gemisch von 4 cm Druck. Ein Einfließen des beschriebenen Effektes müßte sich in den Resultaten selbst dadurch bemerklich machen, daß die errechnete Zerfallszahl bei geringerer Entfernung des *Ra* kleiner würde, was sich aus den Tabellen nicht ergibt.

Die Bedeutung der Erscheinung liegt wohl vielmehr darin, daß sie uns eine gewisse Mindestzeit für die Ausbildung des Büschellichtes andeutet, zunächst bei den Entladungen durch *Ra*-Strahlen, die aber bei der großen inneren Ähnlichkeit der Vorgänge vielleicht auch Bedeutung hat für die Entladungsvorgänge überhaupt.

III. Zur Erklärung der Vorgänge in der Spitzenkammer.

Es ist schon mehrfach der Versuch gemacht worden, zu einer Erklärung des Vorgangs der Auslösung von Entladungen durch die *Ra*-Strahlen zu kommen. Während der Beginn des Stoßes durch die eintretenden Teilchen gegeben ist, so ist zunächst schon nicht einzusehen, warum der Vorgang wieder abreißt, nachdem einmal eine größere Zahl von Ionen in dem Gasraum erzeugt ist und diese durch Ionenstoß infolge der hohen Feldstärke sich stark vervielfältigen.

Sicher ist es nicht die durch die Entladung verursachte Verminderung der Potentialdifferenz zwischen Spitze und Wand der Kammer, wie schon Geiger[1]) schließt aus der Abhängigkeit des Elektrometerausschlags von der Kapazität. Aus meinen Versuchen geht das ebenfalls sicher hervor, wenn man den beobachteten wirksamen Bereich betrachtet. Es habe z. B. eine Spitze den Wirkungsbereich von 3500—3000 Volt, d.h. bei 3000 Volt gibt das Elektrometer noch einen gut merklichen Ausschlag. Wenn nun bei 3500 Volt eine Entladung vorgenommen wird, und dadurch das Elektrometer sogar auf 100 Volt geladen wird, so ist die verbleibende Differenz doch noch 3400 Volt, also sehr weit von der unteren Grenze des Wirkungsbereiches (3000 Volt) entfernt.

Dasselbe in anderer Weise. Wenn man den hohen Widerstand ganz entfernt, so bleibt das Elektrometer nach dem ersten Ausschlag stehen, die Potentialdifferenz Spitze—Wand bleibt die verminderte. Wenn aber nun ein neues Teilchen in die Kammer fliegt, so springt der Elektrometerfaden einfach weiter und das noch mehrere Male, bis er an die Schneide anspringt, sich dort entladet, zurückschnellt und von neuem anfängt in einigen Sprüngen durch das Gesichtsfeld zu hüpfen (nebenbei ein sehr wirkungsvoller Demonstrationsversuch, der mich veranlaßte, das oben erwähnte Elektroskop für diese Vorführung zu bauen).

Endlich beim Gebrauch des Telephons fließt die kleine Ladung durch die Spule der Telephone so schnell ab, daß man von einer Verminderung des Potentials gar nicht reden kann.

Weitere Anschauungen über die Ursache des Abbrechens der Entladung haben Kutzner und Geiger (l. c.) entwickelt. Beide legen die Ursache des Abreißens in die Elektroden der Spitzenkammer, Kutzner in die Wandflächen, Geiger in die Spitze selber. Angesichts der wenigen Unterlagen, die wir heute noch für eine derartige Theorie besitzen, darf man diese Erklärungen wohl beide auffassen als mutmaßliche Ansichten, die nicht den Anspruch machen, das Problem zu lösen, sondern eher weitere Fragestellungen veranlassen sollen. In demselben Sinn möchte ich auch meine Gedanken hier darlegen. Die geistreiche Kutzner-

1) Wiener Berichte **127** (IIa) 405, 1918.

1) Geiger, Zeitschr. f. Phys. **27**, 7, 1924.

sche Auffassung hat, wie der Autor schon selber hervorhebt, Schwierigkeiten in der Tatsache, daß eine Spitze auch wirksam ist, wenn die Wand des Gehäuses fehlt. Geiger macht für seine Erklärung den Umstand geltend, daß die Nadeln im allgemeinen erst durch Ausglühen wirksam werden. Er nimmt an, daß sich dabei auf der Nadel eine Oberflächenhaut bilde von so hohem Widerstande, daß zwischen Haut und Nadel eine Potentialdifferenz bestehen könne von so hohem Betrage, daß dadurch die eigentlich wirksame Potentialdifferenz zwischen Haut und Zellenwand unter den Mindestwert sinke. Was zunächst die Bildung des Häutchens durch das Ausglühen betrifft, so ist das Ausglühen erfahrungsgemäß der Spitze zuträglich, aber nicht notwendig; ich habe sehr selten ausgeglüht, sondern meistens nur trocken abgewischt, zuweilen mit Benzin abgewaschen. Ferner müßte sich ein solches submikroskopisch feines Häutchen bilden an all den verschiedenen Spitzen von so stark heterogenem Material, Platin, Stahl, Aluminium, Graphit. Der Widerstand dieses feinen Häutchens müßte ganz enorm sein. Es gehe z. B. der Wirkungsbereich einer Spitze von 2000—1200 Volt, d. h. bei 1200 Volt kann eine Entladung noch vor sich gehen, so müßte also, wenn die angelegte Spannung 2000 Volt beträgt, zwischen Haut und Nadel momentan eine Potentialdifferenz von 800 Volt bestehen, damit die Differenz Häutchen—Wand unter 1200 Volt sinkt. Da dieses Häutchen beständig ist, da es wochenlang besteht, nach meinen Versuchen überhaupt stets vorhanden ist, so dürfte man wohl erwarten, daß es sich auch sonst als hoher Widerstand bemerklich mache.

Meines Erachtens müßte die innige Verwandtschaft zwischen der Entladung durch *Ra*-Strahlen und der Spitzenentladung überhaupt bei diesen Erklärungsversuchen mehr herangezogen werden. Die Selbstentladung spielt sich zwar zuweilen als kontinuierliche Entladung ab, aber meistens ist sie der Entladung durch *Ra*-Strahlen ähnlich eine Aufeinanderfolge von Punktentladungen. Und die Beobachtung der Spitze im Dunkeln zeigt, daß sie ebenfalls in einer Büschelbildung besteht, gerade wie die Entladung durch Alphateilchen.

Auch der oben beschriebene Höchstwert der Entladungen zeigt den innigen Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen. Wenn man nämlich eine Spitze so hoch aufgeladen hat, daß die Zahl der Selbstentladungen groß ist, etwa eine Entladung je Sekunde, und man bringt das *Ra*-Präparat so nahe, daß die Entladungen durch die Alphastrahlen verstummen, wie oben beschrieben, so setzen auch die Selbstentladungen so lange aus, als das Präparat sich in der Nähe befindet. Es wurden wiederholt Zählungen vorgenommen, die immer dasselbe Ergebnis hatten, wie beispielsweise in der folgenden Tabelle.

Dieselbe wurde so gewonnen, daß bei allmählich sinkendem Potential der Leidener-Flaschen abwechselnd eine halbe Minute beobachtet wurde, einmal die Zahl der Selbstentladungen, also bei vollständiger Entfernung des *Ra*-Präparats, und dann die Zahl der Entladungen bei sehr nahe herangebrachtem Präparat.

Tabelle V.

Zahl der Stöße in einer halben Minute.

Ohne *Ra* (Selbstentladungen)	16	19	13	19	14	13
Mit *Ra*-Präparat	6	5	1	6	2	

Nun besagen aber diese punktförmigen Entladungen, daß die (aus noch unbekannten Ursachen) eingeleitete Entladung meist nach einem kurzen Stoß wieder abbricht. Da die Selbstentladungen erst recht bei höheren Spannungen erfolgen, also auch mit Ionenvervielfältigung verbunden sein müssen, so dürfte man hier um so mehr erwarten, daß sie erst dann abreißen würden, wenn die Spannung der Flaschen so weit gesunken ist, daß die Ionenvervielfältigung nicht mehr stattfinden kann. Das ist aber nicht der Fall, sie brechen ab trotz der hohen Spannung, um alsbald bei tieferer Spannung von neuem anzuheben.

Daraus geht hervor, daß sogar bei noch höheren Spannungen, als denen, welche zur Zählung der Alphateilchen verwendet werden, in der Zelle genügend Umstände vorhanden sind, die eine eingeleitete Entladung alsbald wieder abreißen lassen und das ist der Fall, auch wenn die Spitzen in keiner Weise vorbehandelt sind. Er scheint deshalb, daß das Problem der Spitzenkammer der Lösung dadurch näher gebracht werden könnte, daß man die Spitzenentladung im allgemeinen noch näher untersuchte, namentlich wenn man erst wüßte, welcher Umstand bei der Selbstentladung den Vorgang wieder abreißen läßt.

Da es mir vorläufig unmöglich sein wird, diese Gedanken weiter zu verfolgen, glaubte ich sie trotz ihrer Unfertigkeit hier andeuten zu sollen.

Zusammenfassung.

1. Mit der Leidener-Flasche als Spannungsquelle, und einer Grammophonnadel als Spitze konnten die Geigerschen Zählversuche erfolgreich angestellt werden. Neben dem Elektrometer zeigte auch ein hochohmiges Telephon ohne Verstärkung die Teilchen an.

2. Es wurde die Abhängigkeit des wirksamen Spannungsbereichs nach Höhe und Ausdehnung untersucht von der Feinheit und dem Material der Spitzen, vom Vorzeichen der Ladung, vom Gas der Kammer, vom Gasdruck und Feuchtigkeitsgehalt.

3. Durch Betrachtung der Spitze im Dunkeln wurde festgestellt, daß die Entladung in einer Ausstrahlung durch Büschellicht besteht für beide Vorzeichen.

4. Es wurde für positiv geladene Spitzen in Luft eine Höchstzahl der Entladungen von etwa 20 in der Sekunde gefunden.

5. Einige Gedanken über die Wirkungsweise des Spitzenzählers.

Valkenburg, Phys. Inst. des Ign. Collegs, 12. April 1925.

(Eingegangen 15. April 1925.)

BESPRECHUNGEN.

I. Wilip, Experimentelle Studien über die Bestimmung von Isothermen und kritischen Konstanten. Gr. 8°. 74 S. 13 Textfiguren. 15 Tabellen. Dorpat, C. Mattiesen. 1924.

Dieses Buch stellt eine Originalmitteilung von Versuchen dar, die der Verfasser in den Jahren 1896 bis 1897 in St. Petersburg teilweise unter der Leitung von Fürst B. Galitzin ausgeführt hat. Durch die politischen Wirren konnte die Veröffentlichung erst jetzt stattfinden. In der Arbeit von Fürst B. Galitzin und I. Wilip „Untersuchungen über das Brechungsverhältnis des Äthyläthers in der Nähe des kritischen Punktes" (Bull. Ac. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg 1899, T. XI, No. 3) ist schon auf diese Versuche hingewiesen worden. Die Arbeit ist ein Beitrag zum Problem des kritischen Zustandes. Die äußerst exakt durchgeführten Versuche sprechen für die Zweiphasentheorie von de Heen-Traube, deren Standpunkt auch der Verfasser vertritt. Es werden die Isothermen und kritischen Konstanten von Äthyläther und Äthyläther mit Luft- und Borneolbeimengung bestimmt. Die Versuchsflüssigkeit befindet sich durch Quecksilber in Verbindung mit einem Druckapparat, so daß also das Volumen regulierbar ist. Das Versuchsrohr ist von einem Glyzerinbad umgeben. Letzteres wird durch Naphthalindämpfe stundenlang auf konstanter Temperatur gehalten. Eine sehr wichtige Rolle spielen zwei elektromagnetische Rührer. Der eine befindet sich im Glyzerinbad, der andere in der Versuchsflüssigkeit selbst.

Von dem aus diesen schönen Versuchen sich ergebenden Resultat sei nur folgendes kurz angegeben. Die Isothermenbestimmung des reinen Äthers ergab, daß die Tension des gesättigten Dampfes keine reine Temperaturfunktion ist, sondern auch vom Volumen abhängt. Ferner sind die Isothermen in der Nähe der kritischen Temperatur, wo das gesättigte Dampfvolumen in das ungesättigte übergeht, weiterhin nur schwach geneigt. Diese Eigenschaften deutet der Verfasser im Sinne der Zweiphasentheorie. Ein Luftzusatz verschiebt die Isothermen nach der Richtung des gasförmigen Zustandes. Durch diesen Zusatz wird also dasselbe erreicht, was sonst eine höhere Temperatur selbst tut, wo sie von Molekülkomplexen einen Teil in Form von reinen Molekülen abspaltet. Die kritische Temperatur wird durch Luftzusatz erniedrigt. Eine Beimengung von Borneol bewirkt das Gegenteil, und zwar eine Verschiebung nach dem flüssigen Zustand. Beobachtungen über das Verhalten des Dampfes und der Flüssigkeit ergaben, daß die Dichten des Dampfes und der Flüssigkeit bereits bei Vorhandensein einer scharfen Grenze variable Größen sind und dies bei sehr konstanter Temperatur. Die Abhängigkeit des Sättigungsdruckes vom Volumen kann nicht auf Verunreinigung zurückgeführt werden. Letztere bewirkt, daß die Neigung der Isothermen nach der kritischen Temperatur hin im Flüssigkeits-Dampfgebiet stärker wird oder höchstens gleich bleibt; während die Neigung der Isothermen des reinen Äthers nach der kritischen Temperatur hin bis auf Null abnimmt. Die Einstellung der gewünschten Temperatur muß langsam geschehen, damit alle Molekülkomplexe sich gebildet, bzw. zerfallen sind. Kühlt man von überkritischer Temperatur aus ab, so bildet sich beim Rühren im ganzen Rohr gleichmäßiger Nebel; rührt man nicht, so bildet sich nur Nebel in der Gegend, wo der Meniskus entsteht. Die kritische Temperatur wird durch ganz langsame Temperaturerniedrigung zu 193,61° für reinen Äthyläther bestimmt. Rötlicher Nebel wird bereits bei 193,76° festgestellt und damit das Vorhandensein von fein verteilter flüssiger Phase oberhalb der kritischen Temperatur nachgewiesen, und die teilweise horizontale Lage der Isothermen oberhalb der kritischen Temperatur erklärt. Der beobachtete kritische Druck ist identisch mit dem aus den Dampfdrucken unterhalb der kritischen Temperatur extrapolierten Wert $p_k = 36{,}275$ Atm. Das Gesetz der geraden Mittellinie gilt für reinen Äther bis auf die Entfernung von einigen Zehntel Grad von der kritischen Temperatur. Dieses Gesetz wurde zur Bestimmung des kritischen Volumens $v_k = 3{,}752$ cm³ benutzt. Jene Größe ergibt sich bei Anwendung des Rührers beträchtlich kleiner, als nach den alten Bestimmungen. Die Konstante der van der Waals'schen Dampfdruckformel ergibt sich proportional der Temperatur. Aus den beobachteten kritischen Daten sind die Konstanten der van der Waals'schen Zustandsgleichung berechnet worden und die so berechneten Isothermen mit den beobachteten verglichen. Es ergaben sich beträchtliche Abweichungen. Im allgemeinen verläuft die berechnete Isotherme viel steiler als die beobachtete, was ebenfalls zugunsten der Zweiphasentheorie spricht. Ferner liegen die berechneten Isothermen dichter nebeneinander, während die beobachteten erst diese theoretische Dichte im reinen Gaszustand erreichen. Zum Schluß definiert der Verfasser noch als „wahre kritische Isotherme" diejenige, bei der alle Molekülkomplexe zerfallen sind und die als Grenze für den reinen Gaszustand dienen kann. Bestimmte Kriterien für eine solche Isotherme ausfindig zu machen, wird als wichtige Aufgabe der Zukunft erklärt. Hierzu ist zu sagen, daß es vielleicht noch vorteilhafter wäre, nach der Grenze zwischen vollkommen homogener Materie und derjenigen, wo Gasonen und Fluidonen

gezogt sind, zu fragen. Diese Grenze wird wohl nicht eine Isotherme sein. Experimentell wäre höchstens gegen die Versuche einzuwenden, daß die Versuchsflüssigkeit bei der entsprechenden Temperatur in direkter Berührung mit dem Quecksilber stand und so eventuell der in die Versuchsflüssigkeit diffundierende Quecksilberdampf zwar nicht die Zahlenergebnisse der Isothermen beeinflußt (dieser Partialdruck wurde bei der Druckbestimmung berücksichtigt), aber die Dichteunterschiede oberhalb der kritischen Temperatur eventuell besser aufrecht erhält. Da ja nach P. Hein (Zeitschr. f. phys. Chem. **86**, 385, 1914) unreine Stoffe die Dichteunterschiede langsamer ausgleichen.

Die ganze Arbeit ist den „Untersuchungen über den kritischen Zustand" von P. Hein in vorteilhafter ergänzender Weise zur Seite zu stellen.

Fritz Bernhardt.

C. F. Gauß' Werke XI 2, Abt. 1: A. Galle, Über die geodätischen Arbeiten von Gauß. 4°. 165 S. Berlin, J. Springer. 1924. M. 17.—.

Das Heft hat für den Physiker historisches Interesse, insofern nicht nur von der Entwicklung der geodätischen Meßmethoden in Gauß' Händen, insbesondere von der Erfindung des Heliotrops die Rede ist, sondern auch von der Entwicklung der Methode der kleinsten Quadrate und von der Vorbereitung der klassischen Abhandlung Disquisitiones circa superficies, auf die ja in letzter Linie die modernen Bestrebungen, die Physik in eine Art Geometrie zu verwandeln, zurückgehen. Jedenfalls wird ein wichtiger Abschnitt aus der persönlichen Entwicklung des großen Forschers vorgeführt, der auch in den Nachbargebieten der Mathematik maßgebenden Einfluß ausgeübt hat.

Kneser.

H. Lorenz, Lehrbuch der Technischen Physik. I. Band: Technische Mechanik starrer Gebilde. 1. Teil: Mechanik ebener Gebilde. Zweite Auflage. 8°. VIII u. 390 S. Mit 295 Textabb. Berlin, Julius Springer. 1924. M. 18.—.

Die vorliegende Neubearbeitung der „Technischen Mechanik starrer Körper" des bekannten Danziger Professors für Technische Mechanik unterscheidet sich von der ersten Auflage in einigen bemerkenswerten Punkten. Besonders fällt sofort die Einführung neuer kurzer Bezeichnungen für alte geläufige Begriffe auf, an die man sich zunächst gewöhnen muß. Die neuen Bezeichnungen sind zum Teil sehr treffend; trotzdem bezweifle ich, ob sie sich allgemein einbürgern werden.

Der reiche Inhalt des Buches gliedert sich in vier Abschnitte, von denen der erste der Kinematik starrer Gebilde gewidmet ist. Hier scheint mir besonders wertvoll, das Eingehen auf die Theorie der Verzahnung sowie die Theorie der Planimeter, da beides sowohl für den Techniker als für den Physiker wichtig ist, jedoch in den meisten Lehrbüchern der Technischen Mechanik nicht gebracht wird.

Im zweiten Abschnitt, der sich mit der Dynamik des Massenpunktes beschäftigt, ist gegenüber den üblichen Darstellungen besonderes Gewicht auf die Widerstandskräfte gelegt. Die Schwingungen des materiellen Punktes finden die ihnen gebührende ausführliche Behandlung, nachdem der kinematische Teil der Schwingungsvorgänge schon im vorhergehenden Abschnitt seine Erledigung gefunden hat.

Im dritten Abschnitt, der Statik starrer Gebilde, findet abgesehen von dem üblichen Inhalt einerseits das Reibungsgleichgewicht eine eingehende Behandlung, andererseits wird das Gleichgewicht lockerer Massen (Erddruck) ausführlicher als sonst behandelt.

Der vierte und letzte Abschnitt, die Dynamik starrer Gebilde, enthält ebenso wie die vorhergehenden eine große Zahl lehrreicher Beispiele, an denen der Lernende die allgemeinen Lehren anwenden lernt.

Wie die übrigen Werke des sehr angesehenen Gelehrten, zeichnet sich auch das vorliegende durch eine, ich möchte fast sagen, überwältigende Fülle des Gebotenen aus. Der fortgeschrittene Student, sei er Techniker oder Physiker, der die Grundlagen der Mechanik schon beherrscht, wird daher den größten Gewinn aus dem Buch holen, und es kann ihm nur angelegentlich empfohlen werden.

L. Föppl.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. Martin Kröger für Physikalische Chemie, an der Universität Erlangen Dr. F. Rosenhauer für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Alfred Brukl für anorganische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Kiel Dr. Helmut Hasse zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Halle, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Richard Glocker zum ord. Professor für Röntgentechnik an derselben Hochschule, der Dozent für physikalische und Elektrochemie an der Universität Oslo Dr. Erling Schreiner zum Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Trondhjem.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Geh. Rat Dr. Wilhelm Semmler.

Gestorben: Professor Dr. Hugo Krüß, Inhaber einer optisch-mechanischen Werkstätte in Hamburg, der frühere Vizedirektor der Universitäts-Sternwarte in Wien Hofrat Dr. Johann Palisa, der Leiter des Physikalischen und Chemischen Instituts der Sorbonne und Präsident der Académie des Sciences am Institut de France in Paris Professor der Chemie Dr. Albin Haller.

Angebote.

In der optischen Abteilung eines größeren Detailgeschäftes ist ein

Posten in gehobener Stellung

für einen an Optik interessierten Herrn frei, der sich hauptsächlich mit Refraktionsbestimmungen, aber auch mit allen anderen im Laden vorkommenden Angelegenheiten zu befassen hätte.

Möglichst unverheiratete Bewerber wollen Zuschriften unter **S. H. 639** an die Expedition der Zeitschrift richten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.G.

Physikalische Apparate

Demonstrations - Rundfunk - Empfangs - Apparate
Oelluftpumpen und Gebläse
Längen- und Kreisteilmaschinen
Komparatoren ✳ Funkeninduktoren
Megadiaskope ✳ Verdunkelungen
Experimentier-Schalttafeln
Laboratorienmöbel

Max Kohl A.-G. Chemnitz 4

Gründungsjahr 1876

Der Kauf von physikalischen Apparaten ist Vertrauenssache!

Pfeiffer's

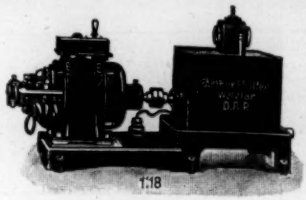
1:20

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8

Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall

nach Prof. Gaede

D. R. P. und Auslandspatente

$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.